

VŠB – Technická univerzita Ostrava
Fakulta elektrotechniky a informatiky
Katedra elektroenergetiky

**Simulace elektrického oblouku při spínacím procesu v
ideálním obvodu.**

**Simulation of an electric arc in the course of switching in
the ideal circuit.**

Zadání diplomové práce

Student: **Bc. Karel Neumann**

Studijní program: N2649 Elektrotechnika

Studijní obor: 3907T001 Elektroenergetika

Téma: Simulace elektrického oblouku při spínacím procesu v ideálním obvodu.
Simulation of an electric arc in the course of switching in the ideal circuit.

Zásady pro vypracování:

1. Definujte fyzikální a matematický popis spínacího oblouku.
2. Proveďte rozbor řešení přechodných dějů v elektrickém obvodu.
3. Realizujte model jednoduchého el. obvodu v přechodném ději s respektováním reálného el. oblouku.
4. Proveďte rozbor dosažených výsledků a podmínky použití simulace pro reálné aplikace.

Seznam doporučené odborné literatury:

Podle pokynů vedoucího diplomové práce

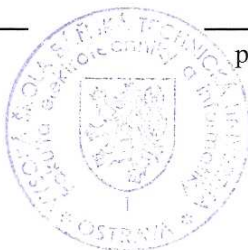
Formální náležitosti a rozsah diplomové práce stanoví pokyny pro vypracování zveřejněné na webových stránkách fakulty.

Vedoucí diplomové práce: **Ing. Zdeněk Hytka, CSc.**

Datum zadání: 30.11.2012

Datum odevzdání: 07.05.2013


prof. Ing. Stanislav Rusek, CSc.
vedoucí katedry



prof. RNDr. Václav Snášel, CSc.
děkan fakulty

Prohlášení

„Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně. Uvedl jsem všechny literární prameny a publikace, ze kterých jsem čerpal.“


.....
Karel Neumann

Datum odevzdání: 7. 5. 2013

Poděkování

Touto cestou bych rád poděkoval panu Ing. Hytkovi, CSc. za odborný dohled, cenné připomínky, ochotu a čas, který mi věnoval při tvorbě této diplomové práce.

Abstrakt

Cílem diplomové práce je simulace přechodových dějů v programu ATP-Draw. V první části si přiblížíme, v matematicko-fyzikálním pojetí, co je elektrický oblouk ve svém jádru, tzn. jeho charakteristické vlastnosti, strukturu a jeho chování. V další kapitole přejdeme k přechodovým dějům v obvodu, a to od zapínání obvodu až po jeho vypínání s uvažováním oblouku na kontaktech. V praktické části budou nasimulovány v programu ATP-Draw zmiňované přechodové děje a to konkrétně Cassieho a Mayrova teorie elektrického oblouku při vypínání.

Klíčová slova

Elektrický oblouk, obloukové napětí, indukčnost, kapacita, odpor, Cassieho teorie, Mayrova teorie, zapínání, vypínání, plazma

Abstract

The aim of this thesis is a simulation of transients in ATP- Draw program. In the first part there is described, what the electric arc in its core is, in mathematical and physical concepts, it means its characteristic, structure and its behavior. In next chapter transients in the circuit are mentioned – mainly the turning on of circuit and its turning off, the circuit is placed in the contacts. Practical part of this thesis contains simulation of listed transients in ATP-Draw program. There is stated specifically Cassie's and Mayer's theory of electric arc during the turning off.

Keywords

Electric arc, arc voltage, inductance, capacity, resistance, Cassie's theory, Mayer's theory, turning on, turning off, plasma

Seznam použitých zkratek

u_o	Obloukové napětí (V)
E_o	Obloukové napětí na jednotku délky výbojového sloupce (V/m)
C	Kapacita (F)
I	Proud (A)
L	Indukčnost (H)
R	Odpor (Ω)
U	Napětí (V)
$\cos \varphi$	Účinník (-)
f	Frekvence (Hz)
α, φ	Úhel ($^\circ$)
T	Teplota (K)
τ	Časová konstanta (s)
v	Rychlost (m/s)
l	Délka (m)
v	Rychlost (m/s)
m	Hmotnost (kg)
E_{st}	Střední kinetická energie (J)
λ_{De}	Debeyova délka (cm)
E_F	Fermiho energie (J)
Q	Tepelný obsah (J)
ω	Úhlová frekvence (rad.s^{-1})
W	Energie (J)

Ostatní symboly a zkratky se vyskytují v textu s jejich okamžitým vysvětlením.

Obsah

Úvod	1
1. Matematicko-fyzikální popis el. oblouku	2
1.1 Vznik plazmatu	2
1.2 Definice plazmatu	4
1.2.1 Debeyova délka	4
1.2.2 Debeyovo stínění	6
1.3 elektrická vodivost plazmatu	8
1.4 Systematika výbojů	10
1.4.1 Rozdělení výbojů	10
1.4.2 Nesamostatné výboje	12
1.4.2.1 Nesamostatný výboj ve fotonce a v Geiger-Mulerově trubici	12
1.4.2.2 Oblouk s nízkým napětím hoření	12
1.4.3 Samostatné výboje	12
1.4.3.1 Samostatný temný výboj	13
1.4.3.2 Korona	13
1.4.3.3 Doutnavý výboj	15
1.4.3.4 Oblouk	17
2. Řešení přechodových dějů v elektrickém obvodu	20
2.1 Přechodové děje stejnosměrných obvodů	20
2.1.1 Zapínání stejnosměrných obvodů	20
2.1.2 Vypínání stejnosměrných obvodů bez uvažování oblouku	21
2.1.3 Vypínání stejnosměrných obvodů s uvažováním oblouku	25
2.2 Přechodové děje střídavých obvodů	27
2.2.1 Zapínání střídavých obvodů	27
2.2.2 Vypínání střídavých obvodů bez uvažování oblouku	30
2.2.3 Vypínání střídavých obvodů s uvažováním oblouku	35
2.2.3.1 Obloukové napětí střídavého obvodu	37
2.2.3.2 Vypínání střídavých obvodů s uvažováním oblouku – Cassieho teorie	39
2.2.3.3 Vypínání střídavých obvodů s uvažováním oblouku – Mayrova teorie	40

3. Modelování elektrických obvodů v přechodovém ději s respektováním reálného oblouku pomocí programu ATP Draw	43
3.1 Program ATP Draw	43
3.2 Zapínání stejnosměrného elektrického obvodu	44
3.3 Zapínání střídavého elektrického obvodu	45
3.4 Vypínání stejnosměrného elektrického obvodu bez oblouku	46
3.5 Vypínání střídavého elektrického obvodu bez oblouku	48
3.6 Vypínání střídavého elektrického obvodu s uvažováním oblouku – Cassieho teorie	49
3.7 Vypínání střídavého elektrického obvodu s uvažováním oblouku – Mayrova teorie	52
Závěr.....	55
Seznam použité literatury	56
Seznam obrázků	57
Seznam grafů.....	58

Úvod

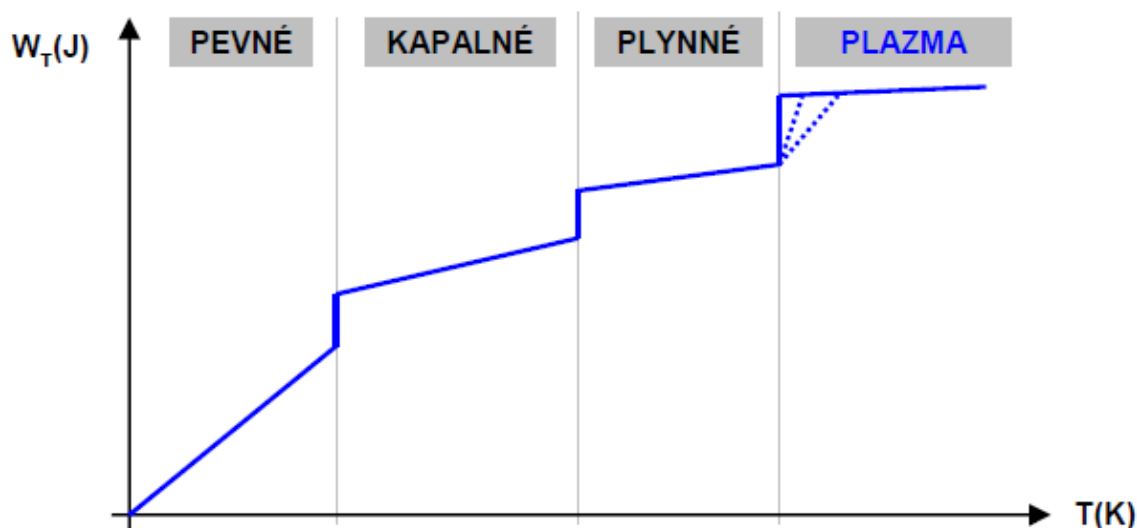
V této diplomové práci se budeme zabývat přechodovými ději se zaměřením na elektrický oblouk při spínacím procesu. Na úvod si přiblížíme vznik elektrického oblouku, přechod z plynného skupenství až na skupenství plazmatické. Po definici plazmatu bude následovat rozdělení elektrických výbojů, tzn. Townsendův výboj, koróna, doutnavý výboj, jiskra a elektrický oblouk. Podrobně si popíšeme charakteristické vlastnosti těchto výbojů.

Po vysvětlení fyzikální podstaty elektrického oblouku přejdeme k přechodovým dějům v obvodu. V první řadě začneme se zapínáním stejnosměrného a střídavého obvodu, což je z hlediska výpočtu nejtriviálnější možný případ přechodového děje. U vypínání střídavého a stejnosměrného obvodu dochází k zotavenému napětí na kontaktech vypínače, což nám z matematického pohledu komplikuje situaci oproti zapínání. Posledním přechodovým dějem, kterým se budeme zabývat, bude vypínání elektrických obvodů střídavých a stejnosměrných s uvažováním elektrického oblouku. Zde si vysvětlíme u střídavých obvodů Cassieho a Mayrovu teorii elektrického oblouku. U stejnosměrných obvodů připadá v úvahu elektrický oblouk podle Ayertonové teorie.

V poslední kapitole přejdeme k simulaci přechodových dějů pomocí programu ATP-Draw. Nejprve si přiblížíme samotný program, v dalším kroku přejdeme k simulaci zapínání stejnosměrného a střídavého obvodu, vypínání obvodů bez uvažování oblouku a na závěr si nasimulujeme elektrický oblouk na kontaktech a to konkrétně oblouk podle Cassieho a Mayrova teorie. Abychom nadefinovali nelineární odpor, což nám simuluje samotný oblouk, musíme využít programu Microsoft Excel, kde si nejdříve nelineární odpor spočítáme podle uvážených parametrů. Poté vložíme výsledky do nelineárního odporu v programu ATP-Draw. Primárním cílem této práce je zjištění chování elektrických obvodů při vypínání vysokých proudů s uvažováním oblouku a zjištění možností programu ATP-Draw při těchto simulacích.

1. Matematicko-fyzikální popis el. oblouku

1.1 Vznik plazmatu



Obr. 1 Skupenství hmoty [1]

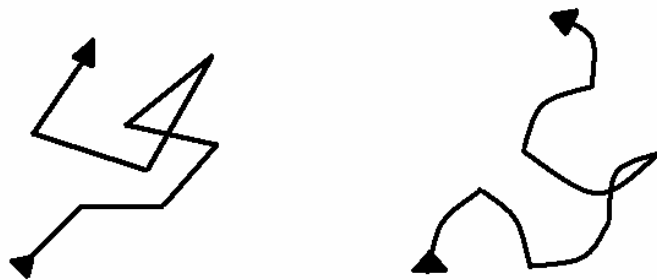
Abychom mohli mluvit o plazmatu, musí látka vykazovat dvě následující vlastnosti: musí vzniknout vzájemné elektromagnetické působení mezi nabitými částicemi. Počty kladných a záporných nabitých částic mohou být libovolné, ale musí být stejné. Počet neutrálních částic (atomů a molekul) je pro existenci plazmatu nevýznamný.

Plazma obsahuje volné nabitě částice, je tedy vodičem elektřiny. Jelikož elektrické proudy budí magnetické pole a poněvadž nabitě částice jsou ovlivňovány elektrickým a magnetickým polem, je plazma ovlivňováno elektrickými a magnetickými poli, je schopno samo je budit, může působit samo na sebe.

Plazma elektrického výboje je plyn, jeho jedna nebo více složek jsou zahřáty na vysokou teplotu, ve kterém elementární procesy vytvářejí nabuzené a ionizované atomy. Nabuzení atomů v plazmatu má za následek poměrně intenzivní vyzařování světla z plazmatu. Ionizací se v plynu vytvářejí elektricky nabitě částice – kladné ionty a elektrony, jejichž přítomnost v plynu je jednou ze základních podmínek existence plazmatu.

Počet kladných a záporných iontů vzniklých při ionizaci je stejný, je tedy plazma kvazineutrální. [1] Kvazineutralitou (předpona kvazi – znamená téměř, skoro) se rozumí fakt že plazma navenek chová elektricky neutrálně, přestože obsahuje elektricky nabitě částice. [6] Kvazineutralita plazmatu způsobuje, že plazma je netečné k menším poruchám, po každé poruše má snahu vrátit se do původního stavu. Touto stálostí se plazma podobá pevnému skupenství, ve kterém je stálost způsobována velkými silami působícími na malé vzdálenosti, zatím co v plazmatu je stabilita způsobována elektrickými silami působícími na poměrně velké vzdálenosti.

Částice plynu se mezi jednotlivými srážkami pohybují v silovém poli ostatních částic a jejich dráhy jsou křivočaré. Malé změny pohybu jsou částic mezi jednotlivými srážkami jsou překryty ostrými změnami směru pohybu v okamžiku srážky. Schématicky jsou dráhy částic ve zředěném plazmatu a plazmatu s vyšším tlakem znázorněny na obr. 2. [1]



Obr. 2 Směr pohybu částic ve zředěném a vysokotlakém plazmatu[1]

V plynu v tepelné rovnováze se vyskytují částice všech rychlostí, jejich distribuci popisuje tzv. Maxvellovo rozdělení. Střední kinetická energie částic E_{st} (v jednorozměrném systému) je popisována vztahem: [6]

$$E_{st} = \int m \cdot v \cdot dv = m \int v \cdot dv = \frac{1}{2} m \cdot v^2 = \frac{1}{2} k \cdot T \quad (1.1)$$

V třírozměrném systému platí:

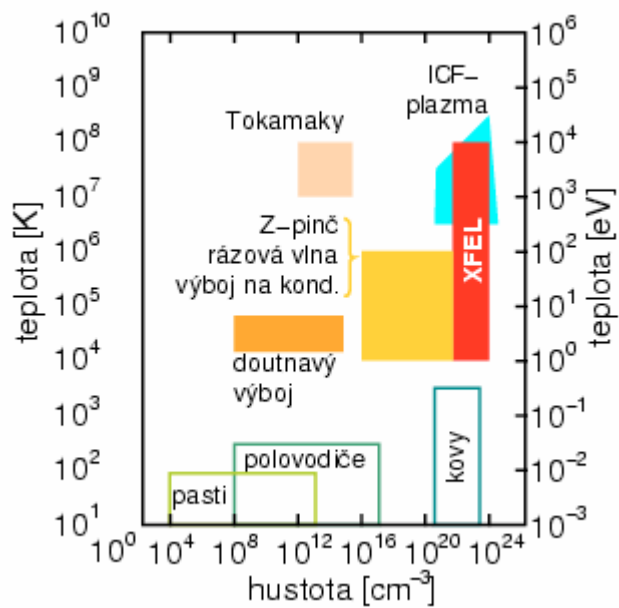
$$E_{st} = \frac{3}{2} k \cdot T \quad (1.2)$$

kde m je hmotnost částice, v^2 střední kvadratická rychlost částice, k je Boltzmannova konstanta ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$) a T termodynamická teplota. Teplota bývá definována jako míra kinetické energie. Teplotu tedy lze vyjádřit v jednotkách energie. Z důvodů nezávislosti na počtu dimenzí se teplota neuvádí jak E_{st} ale jako energie připadající na $1kT$. Např. pro $1kT=1\text{eV}=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ odvodíme:

$$T = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23}} = 11600 \text{ K} \quad (1.3)$$

Platí pak převodní faktor:

$$1\text{eV} = 11600 \text{ K} \quad [6] \quad (1.4)$$

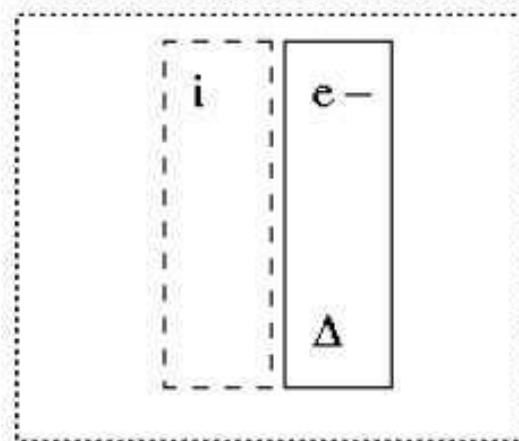


Obr. 3 Rozdělení pozemského plazmatu podle teploty a hustoty [8]

1.2 Definice plazmatu

1.2.1 Debeyova délka

Jednoduchý fyzikální model – jak silná (tloušťka Δ) nekonečná rovinná vrstva elektronů se může posunout proti iontům o celou svou tloušťku ?



Obr. 4 Schéma posunutí vrstvy elektronů o tloušťce Δ proti iontům o vzdálenost Δ [7]

Potenciální energie, kterou je nutno dodat jednomu elektronu pro posun o Δ je pro maximální tloušťku vrstvy právě rovna jeho tepelné energii:

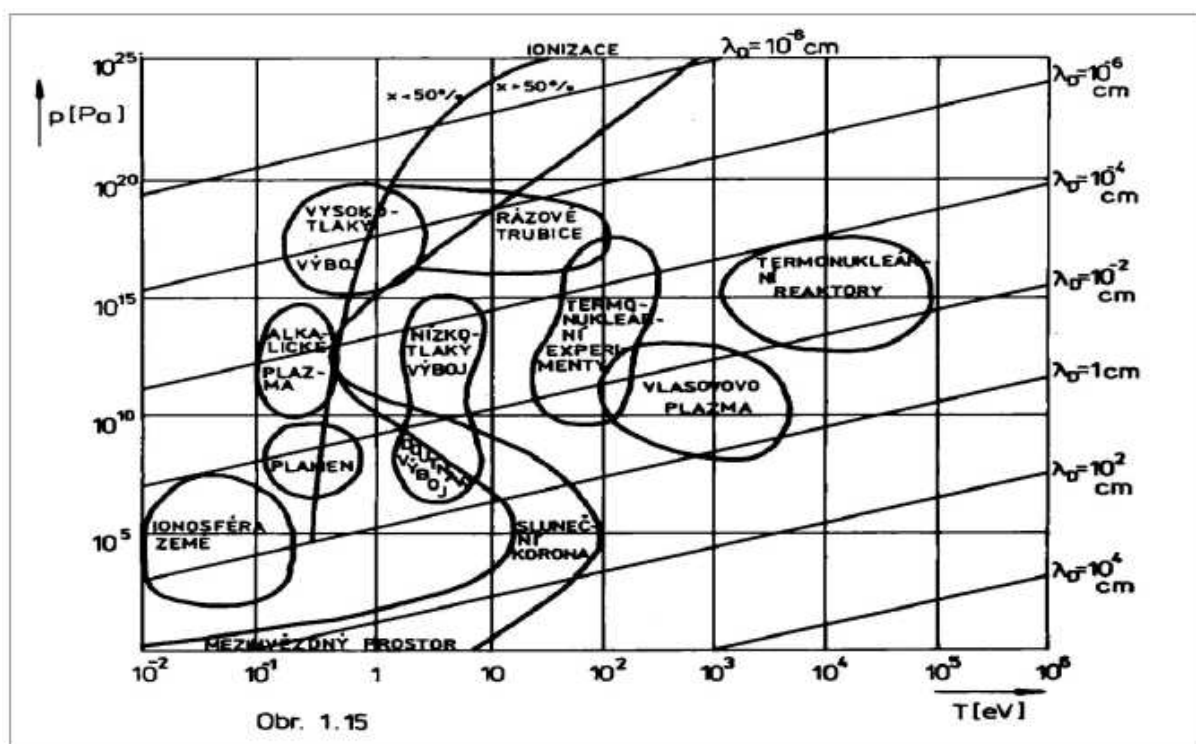
$$U_{pot} = -eE\Delta = \frac{e^2 n_e \Delta^2}{\epsilon_0} = k_B T_e \quad (1.5)$$

Δ se nazývá elektronová Debyova délka λ_{De} :

$$\lambda_{De} = \Delta = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (1.6)$$

Plazma je tedy kvazineutrní na vzdálenostech, které jsou podstatně větší než Debyova délka, podmínkou kvazineutrnality je charakteristický rozměr L plazmatu $L \gg \lambda_{De}$.

Časová podmínka kvazineutrnality - kvazineutritu nemá cenu uvažovat u velmi rychlých jevů – k oddálení nábojů dochází jen na určitou krátkou dobu. [7]



Obr.5 Velikosti Debeových délek v jednotlivých druzích plazmatu[1]

Rychlost uspořádaného pohybu elektronů

$$v = \frac{d\Delta}{dt} \quad (1.7)$$

Pohybová rovnice pro elektrony:

$$m_e \frac{dv}{dt} = -\frac{e^2 n_e \Delta}{\epsilon_0} \Rightarrow \frac{d^2 \Delta}{dt^2} = -\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \Delta$$

To je rovnice harmonického oscilátoru s frekvencí ω rovnou elektronové plazmové frekvenci ω_{pe} :

$$\omega_{pe} = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (1.8)$$

Tedy kvazineutralita platí, pokud charakteristický čas děje τ je velký $\rightarrow \tau \gg \omega_{pe}^{-1}$ [7]

1.2.2 Debeyovo stínění

Probereme nyní podrobněji stínění statického náboje v plazmě. Poprvé ho Debye odvodil v teorii elektrolytů. Budeme používat makroskopického popisu s veličinami jako hustota (koncentrace) elektronů n_e a iontů n_i . Budeme předpokládat, že teplota elektronů T_e nemusí být obecně rovna teplotě iontů T_i . To se v plazmatu stavá často, protože je přenos energie mezi elektrony a ionty velmi pomalý. Na rozdíl připustíme, že plazma může být vícenásobně ionizovaná, označíme Z střední náboj iontů. Tedy náboj elektronu je $q_e = -e$ a náboj iontu je $q_i = Z e$. [7]

Elektrostatické pole kolem náboje q_T umístěného v počátku je dáno Poissonovou rovnicí:

$$\Delta \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{e}{\epsilon_0} = (n_e - Z n_i) - \frac{q_T}{\epsilon_0} \delta(r) \quad (1.9)$$

Předpokládáme, že v ∞ (tam kde $\varphi = 0$) je hustota náboje $\rho = 0$. Tedy $n_e = n_0 = Z n_i$. Předpokládáme rovnovážný stav a tepelnou energii elektronů i iontů podstatně větší než je Fermiho energie:

$$E_F = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e} \left(\frac{3n_e}{\pi} \right)^{2/3} \quad (2.0)$$

Např. Fermiho energie pro pevné kovové látky bývají řádově několik eV. Pravděpodobnost obsazení hladin je pak dána Boltzmannovou statistikou a tedy $p \sim \exp(-U/k_B T)$. Tedy [7]

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\varphi}{k_B T_e}\right) \quad (2.1)$$

$$n_i = \frac{n_0}{Z} \exp\left(-\frac{Z \cdot e\varphi}{k_B T_i}\right) \quad (2.2)$$

Hustoty elektronů a iontů lze teď dosadit do Poissonovy rovnice a tuto řešit. Řešení si zjednodušíme linearizací, budeme předpokládat, že potenciální energie je malá oproti energii kinetické. Pro

$$|x| \ll 1 \quad \exp(x) \cong 1 + x \quad (2.3)$$

Pak:

$$\nabla^2 = \frac{e^2}{\epsilon_0} n_e \left(\frac{1}{T_e} + \frac{Z}{T_i} \right) \cdot \varphi \quad \text{pro } \bar{r} \neq \bar{0} \quad (2.4)$$

Pro sférickou symetrii je:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) \quad (2.5)$$

Po substituci $\varphi = \tilde{\varphi} / r$ má Poissonova rovnice pro $r > 0$ tvar:

$$\frac{d^2 \tilde{\varphi}}{dr^2} = \frac{\tilde{\varphi}}{\lambda_D^2} \quad (2.6)$$

kde Debeyova délka λ_D^2 je:

$$\lambda_D^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2} \quad \lambda_{De} = \sqrt{\frac{k_B T_e \epsilon_0}{n_e e^2}} \quad \lambda_{Di} = \sqrt{\frac{k_B T_e \epsilon_0}{Z \cdot n_e e^2}} \quad (2.7)$$

Při $T_e > T_i/Z$ dominuje iontové stínění statického náboje. Kolem každé nabitě částice je určité stínění. Aby vzniklo stacionární iontové stínění, musí být rychlost nabitě částice mnohem menší než je tepelná rychlost iontů. Pokud je částice rychlejší než tepelné ionty, ale mnohem pomalejší než je tepelná rychlost elektronů, vytváří se stacionární stínění elektrony, ale stínění ionty je menší než u statického náboje. [7]

Potenciál statického náboje q_T v plazmatu je:

$$\varphi = \frac{q_T}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (2.8)$$

Plazma tedy odstíní statický náboj na vzdálenost λ_D .

Odvození v sobě obsahovalo 2 předpoklady:

1. Při odvození jsme používali hustoty nabitých částic, což s rozumnou přesností lze pokud se jedná o vzdálenosti velké ve srovnání se střední vzdáleností mezi částicemi, tedy λ_D musí být velké a tudíž počet částic v Debyově sféře

$$N_D = \frac{4\pi}{3} \lambda_{De}^3 n_e = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\epsilon_0^{2/3} k_B^{2/3}}{e^3} \cdot \frac{T_e^{2/3}}{n_e^{1/2}} \quad (2.9)$$

Veličině N_D nebo jejímu násobku se říká plazmatický parametr. Pokud je splněna podmínka $N_D \gg 1$, mluvíme o ideálním plazmatu.

2. Při linearizaci Poissonovy rovnice jsme předpokládali, že potenciální energie nabitých částic $e\phi$ je mnohem menší než jejich tepelná energie $k_B T_e$. Stačí tedy předpokládat, že q_T je tak malé, že na střední vzdálenosti mezi elektrony $R_e = [3/(4\pi n_e)]^{1/3}$ nerovnost platí.

Plazmová frekvence ω_{pe} , elektronová Debyova délka λ_{De} a tepelná rychlost elektronů v T_e splňují jednoduchý vztah.

$$v_{Te} = \sqrt{k_B T_e / m_e} = \lambda_{De} \times \omega_{pe} \quad [7] \quad (3.0)$$

1.3 elektrická vodivost plazmatu

Za oprávněného předpokladu, že elektrický proud protékající plazmatem výboje je tvořen elektrony, platí pro proudovou hustotu

$$\vec{j} = -e \cdot n_e \vec{v}_e \quad (3.1)$$

kde

$$\vec{v}_e = -b_e \vec{E} \quad (3.2)$$

je driftová rychlost elektronů a b_e je jejich pohyblivost.

Hustota proudu je dána Ohmovým zákonem

$$\vec{j} = \delta \cdot \vec{E} \quad (3.3)$$

a pro konduktivitu

$$\delta = -e \cdot n_e b_e \quad (3.4)$$

obecně, kdy plazma je v magnetickém poli, jsou pohyblivost b_e a konduktivita δ tenzory. V izotropním plazmatu je konduktivita δ skalární. [1]

Z kinetické teorie plyne pro pohyblivost

$$b_e = -0,848 \frac{e}{m_e} \cdot \frac{\bar{\lambda}_e}{V_e} \quad (3.5)$$

kde V_e je střední rychlost elektronů dána vztahem

$$\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT}{\pi \cdot m_e}} \quad (3.6)$$

a λ_e je střední volná dráha elektronu. Platí

$$\lambda_e = \bar{v}_e \cdot \tau = \frac{1}{\sum n_e Q_{e \rightarrow i}} \quad (3.7)$$

kde $Q_{e \rightarrow i}$ je efektivní účinný průřez elektronu pro srážky a částicemi i-tého druhu a n_i je koncentrace i-té složky. [1]

Po respektování (3.5) , (3.6) máme pro konduktivitu

$$\delta = 0,848 \frac{e^2 n_e}{m_e} \cdot \left(\frac{\pi \cdot m_e}{8kT} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{\sum n_i Q_{e \rightarrow i}} \quad (3.8)$$

a po zavedení relativních koncentrací

$$x_i = \frac{U_i}{\sum n_i} \quad (3.9)$$

a dosazení numerických hodnot je

$$\delta = \frac{X_e}{\left(\sum x_i Q_{e \rightarrow i} \right) F^{1/3}} \cdot 3,85 \cdot 10^{-12} \quad (4.0)$$

kde x_e je relativní koncentrace elektronů.

Pro stanovení elektrické vodivosti musíme znát relativní koncentrace x_i , tj. složení plazmatu, relativní koncentraci elektronů a efektivní srážkové průřezy $Q_{e \rightarrow i}$ elektronů vzhledem k ostatním částicím vyskytujícím se v plazmatu. [1]

1.4 Systematika výbojů

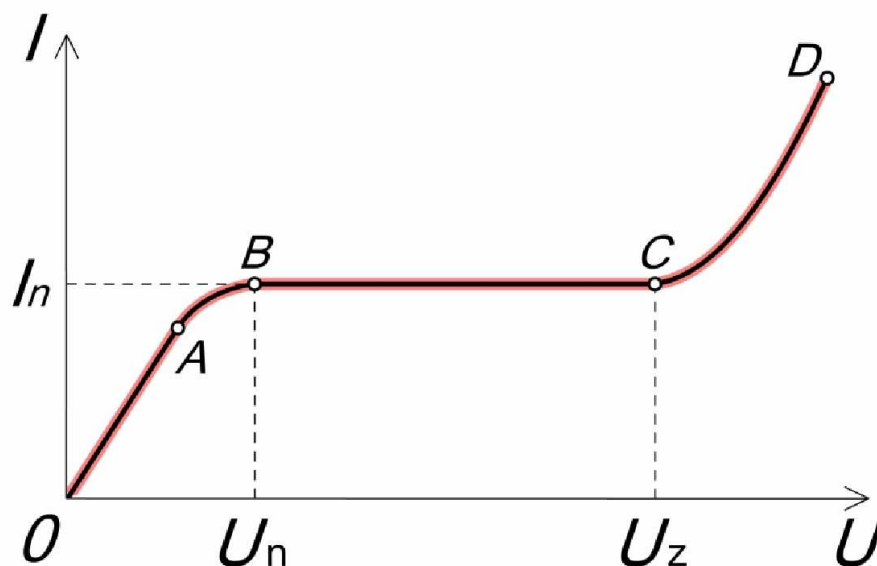
1.4.1 Rozdělení výbojů

Podle doby trvání výbojů je rozdělujeme na výboje přechodné a výboje ustálené. Ustálené výboje rozdělujeme na výboje samostatné a nesamostatné. Samostatné výboje nepotřebují žádný zdroj nosičů náboje, jsou schopny existovat samostatně. Patří sem temný (Towsendův) výboj, doutnavý výboj a oblouk. Nesamostatné výboje potřebují buďto zdroj nosičů náboje, nebo zdroj energie schopný ionizovat atomy a disociovat molekuly ve výbojové dráze.

Parametry určující vlastnosti elektrických výbojů:

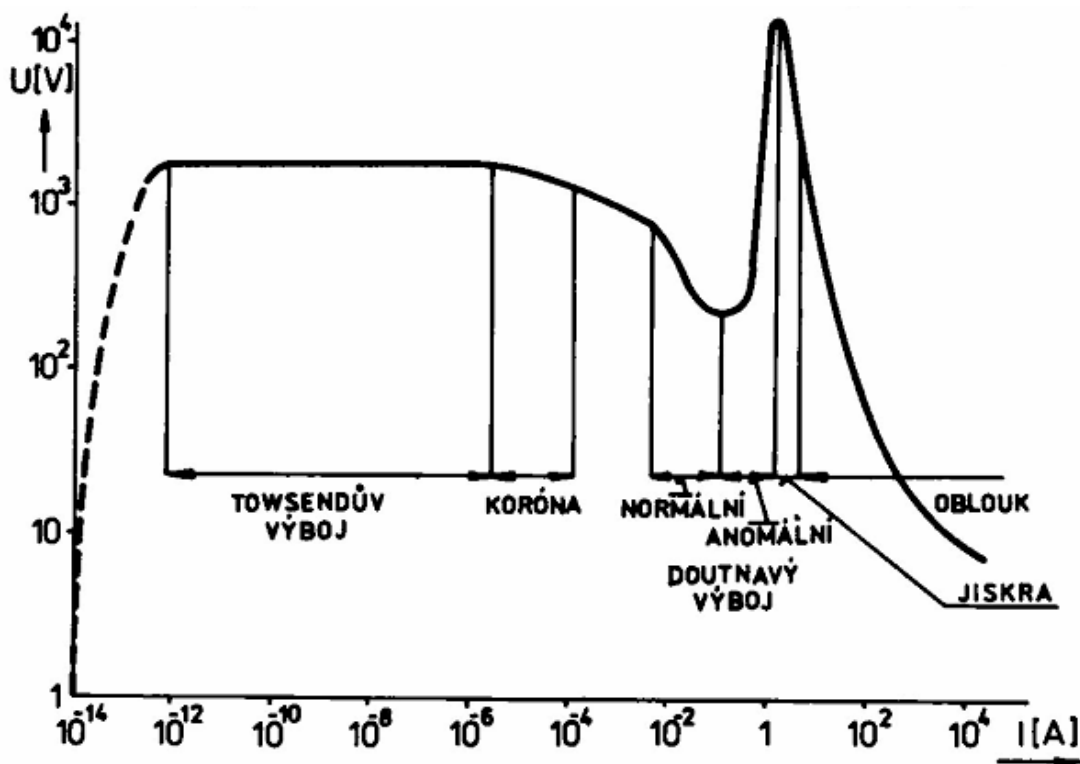
1. Napětí na elektrodách
2. Proud tekoucí výbojovou dráhou
3. Chemické složení plazmatu výboje
4. Způsob chlazení plazmatu a elementární procesy probíhající v plazmatu výboje
5. Tlak ve výbojové dráze
6. Tvar a materiál elektrod [1]

Na vodorovné ose je napětí mezi anodou a katodou, na svislé ose je velikost procházejícího proudu (je úměrná počtu iontů v plynu). Jestliže ionizátor už není schopen vytvořit víc iontů, velikost procházejícího proudu se při zvyšování napětí nemění, proud je nasycený. Při překročení zápalného napětí U_z vzniká samostatný výboj vyvolaný nárazovou ionizací.



Obr.6 Voltampérová charakteristika výboje [9]

Závislost napětí na elektrodách na proudu protékajícím výbojem nazýváme charakteristikou výboje. Charakteristika stacionárních výbojů je schematicky nakreslena na obr. 7. Charakteristika na obr. 7 je pouze přibližná, jsou v ní pouze řádové velikosti napětí a proudu, jejich skutečná velikost je funkcí jednotlivých parametrů výbojů. [1]



Obr.7 Rozdělení elektrického výboje[1]

Počáteční část křivky *a* znázorňuje nesamostatný výboj. Při něm prochází jen velmi slabý proud. Při napětí které dosáhne hodnoty tzv. zápalného napětí U_z je elektrické pole mezi elektrodami E dostatečně silné pro urychlení elektronů. Urychlené elektrony narážejí na ionty a mohou uvolňovat další elektrony v objemu výboje a urychlené ionty dopadající na katodu uvolňují elektrony z katody v počtu dostatečném pro vytvoření dalších generací elektronů a udržení samostatného výboje. Proud v elektrických výbojích zpravidla vedou elektrony, neboť mají v porovnání s ionty menší hmotnost a v elektrickém poli větší pohyblivost. Při proudech $10^{-10} \div 10^{-5}$ A jsou kinetické energie elektronů malé a srážky nejsou doprovázeny emisí viditelného záření. Tyto výboje znázorněné v části *b* se projevují šuměním, syčením a prskáním a nazýváme je temným Townsendovým výbojem. Oblast *c* je charakteristická pro korónu. Výboj znázorněný v oblasti *d* se nazývá normální doutnavý výboj. Při tomto výboji je energie a hustota proudu nízká, a katoda i plyn v trubici zůstávají chladné.

Výboj s parametry příslušejícími části *e* křivky se nazývá anomálním elektrickým výbojem. Je charakterizován vyššími proudovými hustotami a vyšší teplotou katody. Townsendův a doutnavý výboj probíhají většinou ve zředěných plynech a tlacích desetin procent atmosférického tlaku. Při proudech větších než kA v oblasti *f* probíhá jiskrový výboj. Zapaluje se při silném elektrickém poli o intenzitě $E \sim 106$ V/m. Jiskrový kanál má vysokou vodivost a po propojení obou elektrod se snižuje napětí mezi elektrodami na $10 \div 100$ V. Je-li proudový zdroj dostatečně silný, odpovídají parametry výboje části *g* a výboj se nazývá obloukový. [1]

1.4.2 Nesamostatné výboje

Pro existenci nesamostatných výbojů je nutné vnějším zásahem vytvořit v prostředí mezi elektrodami nebo přímo na elektrodách samotných elektrických nabitých částic. Dosáhneme toho např. vyhříváním elektrod cizím zdrojem, příkladem je emise elektronů ze žhavené katody elektronky. Dále je možné vyvolat ionizační procesy přivedením fotonu s dostatečně velkou energií z vnějšího zdroje případně jiných částic s dostatečně velkou kinetickou energií. [1]

1.4.2.1 Nesamostatný výboj ve fotonce a v Geiger-Mulerově trubici

Ve fotonce se získávají elektrony potřebné pro transport proudu výbojem ozářením speciálně upravené katody. Tlak uvnitř fotocely je vždy velmi malý vzhledem k atmosférickému. Uvolněné elektrony se ve vakuu pohybují směrem k anodě, proud protékající okruhem, do kterého je fotocela zapojena je totožný s proudem vzniklým emitováním elektronů z katody. Vhodnou volbou náplně plynu a jeho tlaku ve fotocelě je možné tento proud zesílit. V Geiger-Muleroových trubicích používaných pro identifikaci záření radioaktivních látek a kosmického záření se využívá schopnost krátkovlnného záření vyvolat v plynu ionizační procesy. Měřené záření vstupuje vhodnou stěnou do ionizační komory a jím vytvořené nabitě částice jsou elektrickým polem elektrod transportovány na příslušnou elektrodu. Jako náplň těchto trubic se používají poměrně těžké plyny s vyššími tlaky, aby absorbovala co největší část registrovaného záření. [1]

1.4.2.2 Oblouk s nízkým napětím hoření

Tento druh výboje hoří ve výbojce se žhavenou katodou. Při jeho existenci vzniká typické plazma, aby zůstal v oboru nesamostatného výboje, musí mít na elektrodách extrémně malé napětí. Přestože se tento výboj nazývá obloukem s nízkým napětím, je doutnavým výbojem s katodou vyhřívanou cizím zdrojem a velmi malým potenciálem mezi elektrodami. [1]

1.4.3 Samostatné výboje

V samostatných výbojích vytváří každá nabitá částice při svém pohybu ve výbojové dráze přímo či nepřímo další nabitě částice ionizačními procesy. Vytvoří-li každá nabitá částice před rekombinací na elektrodě nebo v prostoru výboje jednu nabitou částici, je výboj stacionární, v opačném případě je nestacionární. [1]

Podle velikosti proudu protékajícího výbojem můžeme rozdělit samostatné výboje na:

- temný výboj
- koronu
- doutnavý výboj
- oblouk

Nestacionární jiskra patří před oblast oblouku, zanikne ale dříve než může vytvořit stacionární termické plazma, v opačném případě přejde ve stacionární výboj – nejčastěji oblouk. [1]



Obr.8 Jiskrový výboj[10]

1.4.3.1 Samostatný temný výboj

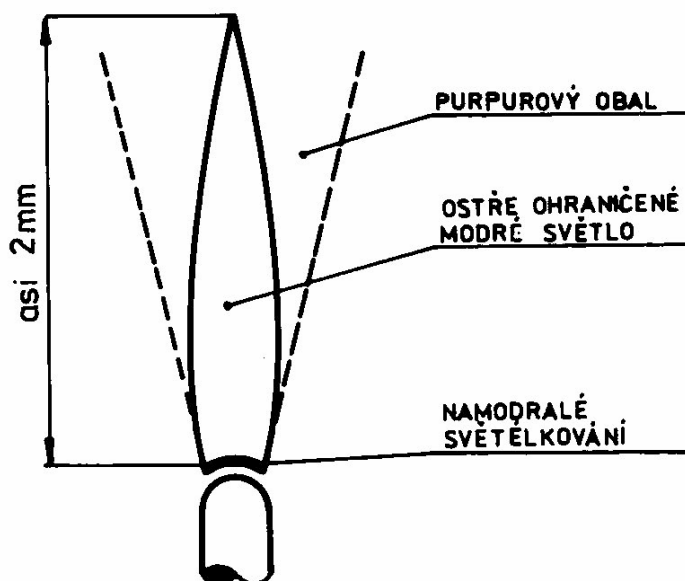
Samostatný temný výboj vznikne, když elektron uvolněný z katody vyvolá lavinu iontů, která při přiblížení ke katodě z ní vytrhne další elektron. Podmínkou existence je tedy vznik nabitých částic srážkami elektronů v plynu a dopady iontů na katodu. Vznik samostatného temného výboje nazýváme průrazem. [1]

1.4.3.2 Korona

Korona vzniká při dostatečně velkém napětí na hrotech a tenkých drátech, tj. v silně nehomogenních polích s dostatečně velkou intenzitou pro vytržení iontů z elektrody. Korona se ve většině případů vyskytuje pouze na jedné elektrodě, v jejím vnějším oboru jsou pouze ionty s polaritou odpovídající polaritě elektrody na které se korona vyskytuje. Koronu tohoto typu nazýváme unipolární, schématické znázornění viz. obr. 9.

Korona vznikne při určitém napětí nazývaném počáteční napětí korony. Jeli napětí na elektrodách nižší než počáteční napětí korony, vznikne tichý výboj, který je nesamostatný a je udržován ionizací atomů ve výbojové dráze kosmickým zářením nebo jiným zdrojem energie. Po zvětšení napětí na elektrodách na velikost odpovídající počátečnímu napětí vznikne korona. Při dalším zvyšování napětí roste proud tekoucí koronovým výbojem a zvětšuje se tloušťka svítící vrstvy. Roste-li napětí na

elektrodách i dále může se vrstva plazmatu rozšířit až k druhé elektrodě a koronový výboj přejde v jiskru nebo oblouk. [1]



Obr.9 Popis koronového výboje[1]

K přechodu korony v oblouk nebo jiskru dojde, když intenzita elektrického pole v koruně je téměř stejná s dielektrickou pevností plynu, ve kterém korona hoří. Vznik vodivého spojení mezi elektrodami je důsledkem vzniku elektronové laviny, tato vznikne urychlením elektronů elektrostatickým polem výboje a mechanismus jejího vzniku je následující:

Elektron uvolněný z katody, nebo vzniklý ionizací neutrálního atomu ve výbojové dráze je urychlován elektrickým polem, při svém pohybu se sráží s neutrálními atomy, výsledkem srážky je ionizace a vznikne při ní kladný iont a elektron. Vykoná-li elektron při pohybu po jednotkové dráze α ionizačních srážek, uvolní na dráze s celkem $e^{\alpha x}$ elektronů. Při vzdálenosti elektrod d vznikne elektronový proud:

$$j = j_0 \cdot e^{\alpha d} \quad (4.1)$$

kde j_0 je proud původního výboje.

Každý elektron uvolněný ionizační srážkou je urychlován elektrickým polem výboje a po získání dostatečné kinetické energie je schopen ionizovat další neutrální atomy. Při každé ionizaci vznikne kladný iont a uvolní se elektron. Počet iontů a elektronů ve výbojové dráze roste lavinovitě a v čele laviny vyvolané prvotním elektronem je celkem A elektronů,

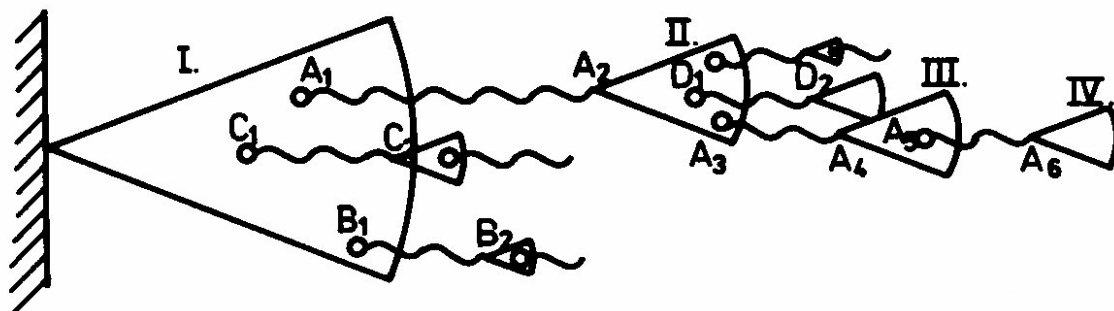
$$A = e^{\alpha d} \quad (4.2)$$

d je délka laviny.

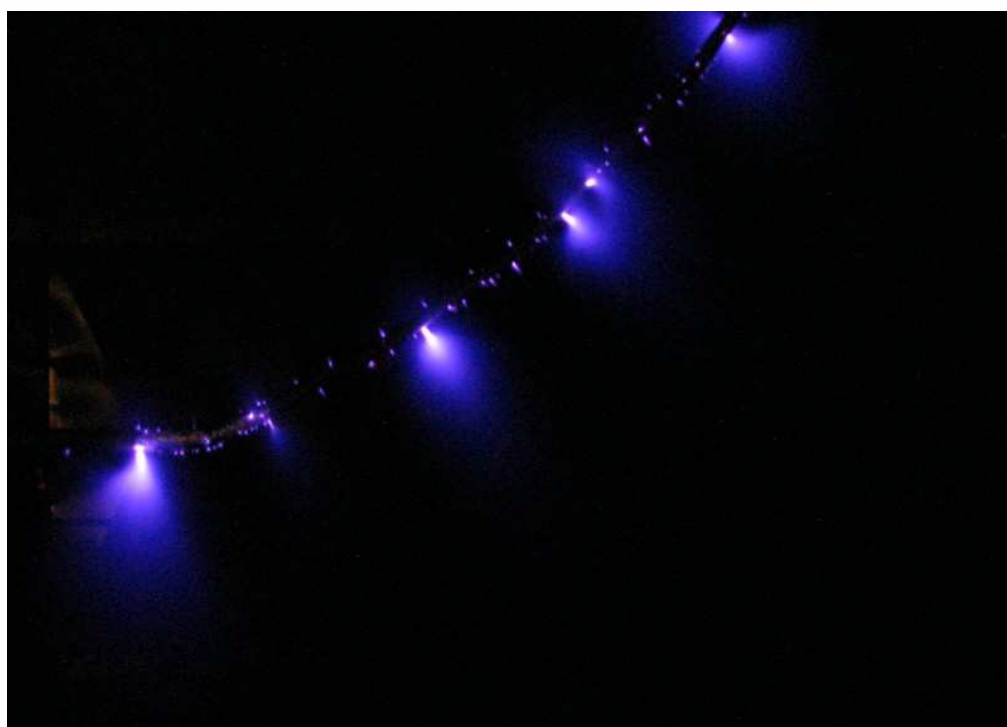
Když čelo laviny dorazí k anodě, začne se vytvářet STRIMER postupující směrem ke katodě po dráze vytvořené elektronovou lavinou. Schématické znázornění vzniku elektronové laviny podle Raether je uvedeno na obr. 10. Hlavní lavina šířící se z katody je označena I, v této lavině

vznikají jak ionizační tak budící procesy. Fotony emitované nabuzenými atomy v bodech A1, B1, C1, atd., ionizují neutrální atomy v bodech A2, B2, C2, atd. Dráha fotonů je znázorněna vlnovkami. Lavina I vyvolá lavinu II, tuto lavinu III a tak dále. Dílčí laviny se ve velmi krátkém čase spojí a po jejich přiblížení k povrchu anody se začne vytvářet kladný strimer. [1]

KATODA



Obr.10 Vznik elektronové laviny [1]



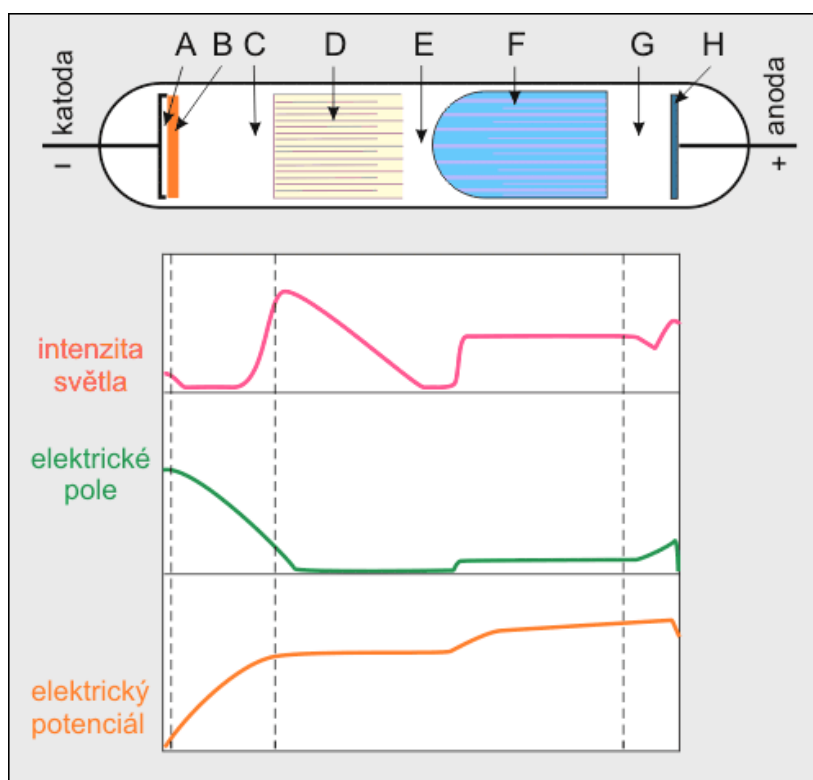
Obr.11 Ukázka koronového výboje v prostředí [10]

1.4.3.3 Doutnavý výboj

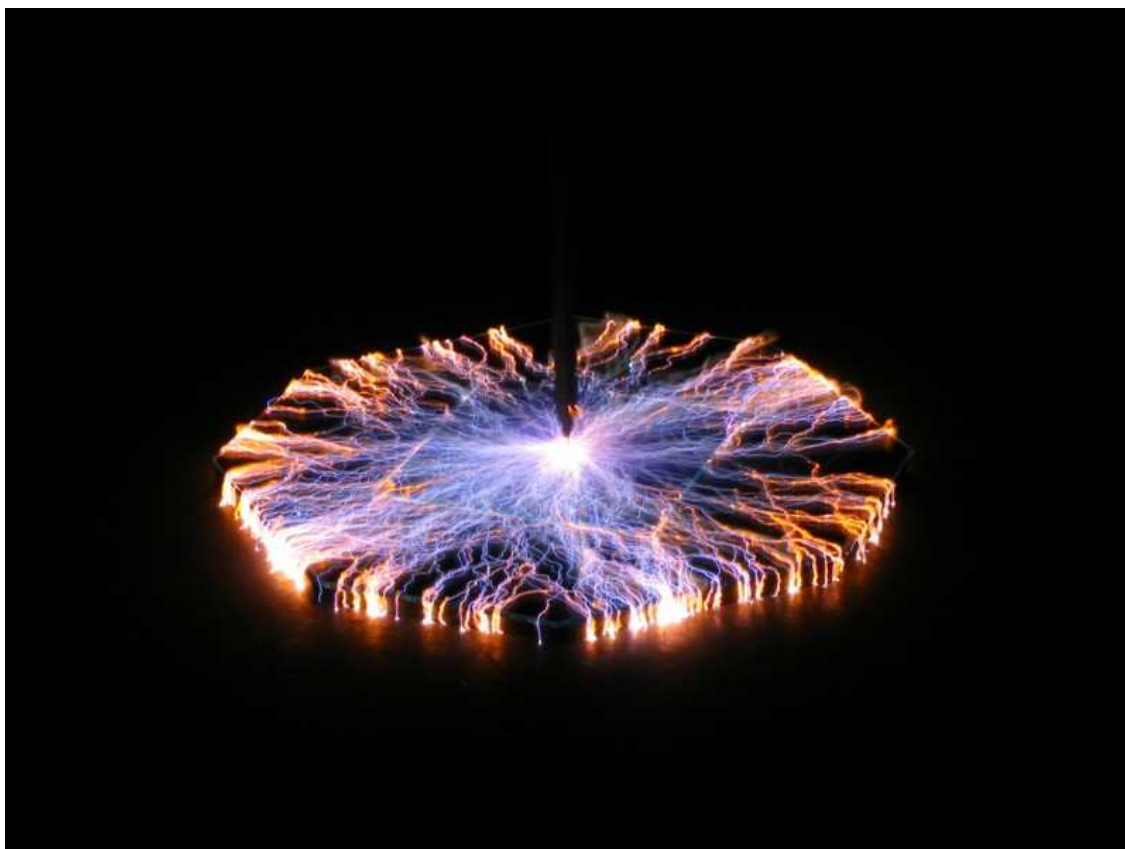
Doutnavý výboj je samostatný typ elektrického výboje vytvářející nízkoteplotní a nerovnovážné plazma. Je hojně používán například v osvětlovací technice, k analýze materiálů, k povrchové úpravě materiálů, jako prostředek pro depozici tenkých vrstev, k úpravě znečištěných plynů atd. Lze jej typicky vytvořit například v prostoru výbojové trubice, vyplněné zředěným plynem (tlak typicky $p \sim 1 \div 10^{-4}$ Pa), mezi dvěma rovinnými elektrodami (s napětím typicky 100÷1000 V). Typická výbojová

trubice má délku deset až několik desítek centimetrů a průměr v jednotkách centimetrů. Doutnavý výboj lze generovat také při vyšších tlacích nebo i při tlaku atmosférickém. Tato konfigurace však není běžná a také chování výboje není zcela „předpisové“. Dále se proto budeme zabývat pouze doutnavým výbojem při nízkém tlaku.

Prvním hlavním procesem pro vytvoření doutnavého výboje je zejména Townsendův průraz pracovního plynu, tj. vytvoření lavinovité ionizace, kdy náhodný elektron – nacházející se mezi elektrodami – je urychlen v elektrickém poli, naráží do okolních částic a ionizuje je. Ionizací dochází ke vzniku nového volného elektronu a kladného iontu. Volné elektrony postupují k anodě (kladné elektrodě) a při dalších srážkách mohou opět ionizovat neutrální částice, čímž vzniká tzv. elektronová lavina. Vzniklé kladné ionty postupují naopak ke katodě (záporné elektrodě) a narážejí do ní. Podmínkou pro udržení samostatného výboje je, aby ionty dopadající na katodu měly dostatečnou energii k sekundární emisi elektronů z katody. Jelikož je hmotnost iontů několik tisíc násobně větší a pohybem v elektrickém poli získávají na dané trajektorii ionty stejnou energii jako volné elektrony (platí pro jedenkrát ionizované částice plynu), vzroste jejich rychlost (a tedy teplota) v porovnání s elektrony pouze nepatrně. Ionty budou mít oproti elektronům prakticky teplotu okolí, a tudíž teplota katody při bombardování ionty zůstane téměř nezměněná (hovoříme o tzv. chladné katodě). [11]



Obr.12 Charakteristické oblasti doutnavého výboje [11]



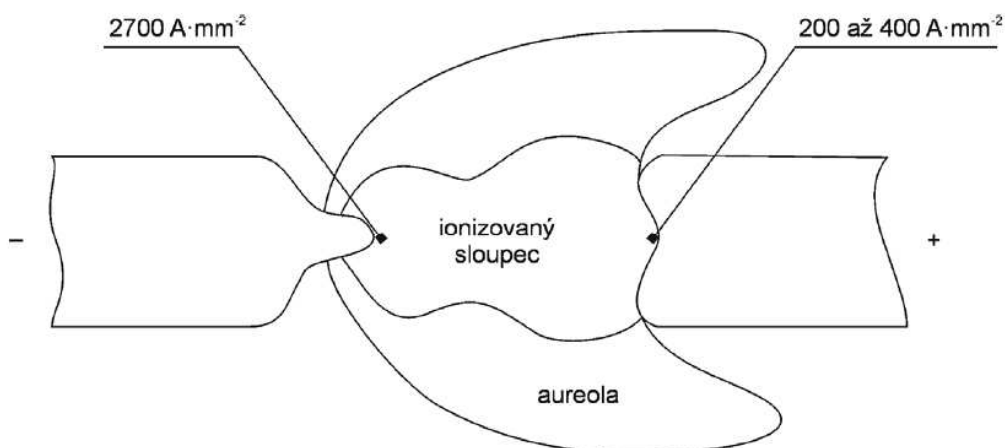
Obr.13 Fotografie doutnavého výboje[10]

1.4.3.4 Oblouk

Názvem elektrický oblouk nazýváme velmi rozsáhlý soubor elektrických výbojů, které mohou mít různý tvar, různé podmínky existence a různé výkony jako důsledek proudu jimi protékajících.

Stejně jako se výboj doutnavý odlišuje od výboje temného větší proudovou hustotou a nižším napětím na elektrodách působením prostorových nábojů, liší se elektrické oblouky od doutnavého výboje značně vyššími proudovými hustotami a nižším napětím mezi elektrodami následkem ekonomičtějšího vytváření nosičů náboje jak na elektrodách tak v plazmatu. Na katodě nejsou nosiče náboje vytvářeny srážkami s individuálními ionty, ale vysokou teplotou katody a velkou intenzitou elektrického pole v oblasti katody jsou z ní uvolňovány. Plyne z toho že určitá částice není příčinou uvolnění určitého elektronu z katody, ale že zde hrají hlavní roli kolektivní procesy velmi mnoho částic, které vyhřívají katodu, případně kolem ní tvoří prostorový náboj.

Ionizační procesy nejsou způsobovány srážkami s elektrony urychlenými na jednotné volné dráze jak je tomu v doutnavém výboji, ale jsou výsledné termické rovnováhy v plazmatu s dostatečně velkou teplotou, kdy elektron na jedné volné dráze získává poměrně malou energii a navíc ji při další srážce předá do plazmatu jako teplo. Vysoká teplota plazmatu oblouku umožňuje potřebnou ionizaci a vyvolává budící procesy, které mají za následek intenzivní vyzařování světla z oblouku.



Obr.14 Elektrický oblouk[4]

Při dalším hoření oblouku se katoda tvaruje do kužele, zatímco u anody se projevuje v její střední části prohloubení. Bezprostředně ke katodě přiléhá katodová oblast vodivého výboje. Délka této oblasti je nepatrná, asi 10-5 cm a nezávisí na délce oblouku. V této katodové oblasti probíhají procesy ionizace na elementární částice. Uprostřed katodové oblasti se nachází tzv. **katodová skvrna**. Hustota proudu v katodové skvrně ($2700 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$) je značně větší než v okolních oblastech povrchu katody. Na katodovou oblast pak navazuje sloupec, tvořící nejdelší část vodivé cesty mezi elektrodami. Skládá se z ionizovaného sloupce obsahujícího ionizované částice, které umožňují průchod proudu mezi elektrodami. V tomto ionizovaném sloupci se transformuje základní část elektrické energie v tepelnou. Na tento ionizovaný sloupec navazuje anodová část oblouku. Její délka je rovněž nepatrná a nezávisí na délce oblouku. Podle výzkumů byly laboratorně stanoveny hustoty proudu katodové skvrny v rozmezí $2700 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$ až $2900 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$ a anodové skvrny v rozmezí $200 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$ až $400 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$. Velmi důležitou oblastí oblouku je právě oblast katody, ze které jsou elektrony působením termoelektrické emise dopravovány k anodě. [4]

Na Obr. 16 jsou uvedeny křivky závislosti úbytku napětí na délce oblouku. Největší úbytek napětí spadá do oblasti anody, menší pak do oblasti katody. Anodové a katodové úbytky potenciálu nezávisí na délce oblouku, ani na hodnotě celkového napětí zdroje. Součet obou těchto potenciálů je roven potenciálu ionizace plynu nebo par oblouku. Z toho plyne, že rozdíl potenciálů vodivého sloupce je přibližně roven rozdílu potenciálů přiloženého napětí a ionizačního potenciálu. [4]

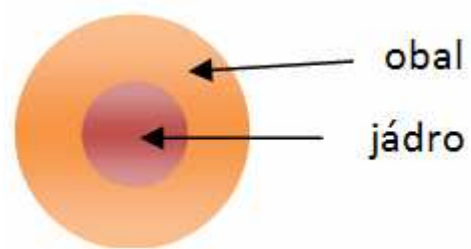
Charakteristickou veličinou oblouku je obloukové napětí, pro které platí rovnice:

$$U_{OB} = U_K + U_A + U_T \quad (4.3)$$

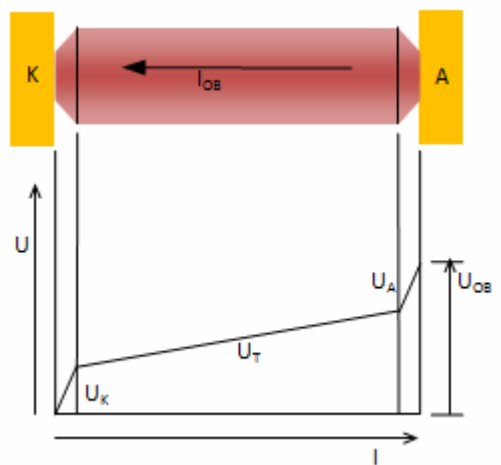
U_K je katodový úbytek

U_A je anodový úbytek

U_T je napětí na trupu oblouku dané součinem intenzity elektrického pole v trupu oblouku a délky oblouku [10]



Obr.15 Řez elektrickým obloukem [10]

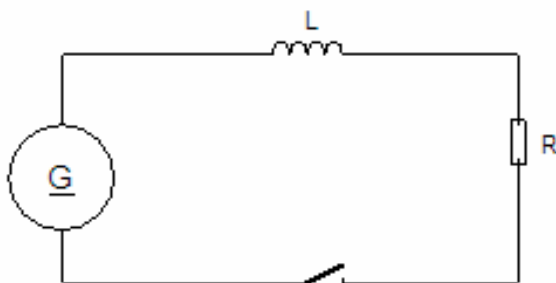


Obr.16 Rozložení úbytků napětí na elektrickém oblouku[10]

2. Řešení přechodových dějů v elektrickém obvodu

2.1 Přechodové děje stejnosměrných obvodů

2.1.1 Zapínání stejnosměrných obvodů



Obr.17 Stejnosměrný obvod RL [2]

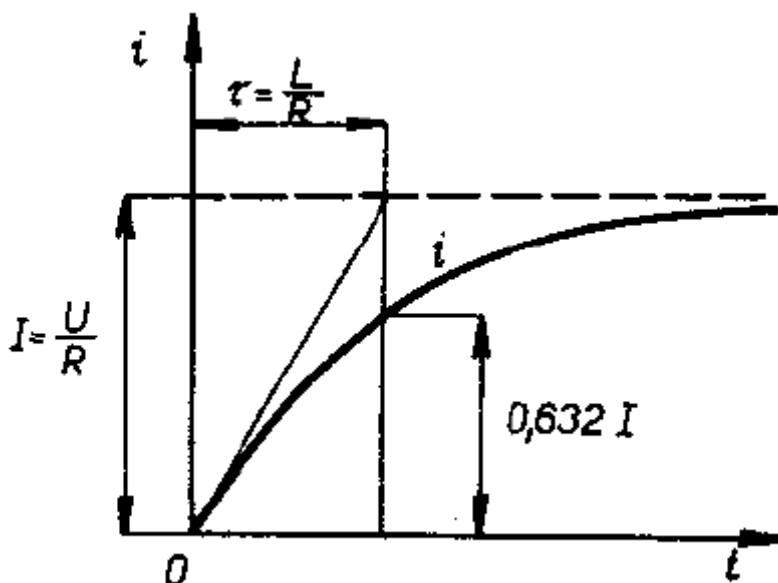
Proud ve stejnosměrném obvodu narůstá exponenciálně k ustálené hodnotě $I = U/R$ s časovou konstantou $\tau = L/R$.

Průběh proudu odpovídá diferenciální rovnici

$$L \frac{di}{dt} + Ri = u \quad (4.4)$$

Pokud aplikujeme Laplaceovu transformaci na diferenciální rovnici 4.4, dostaneme výsledný proud ve tvaru:

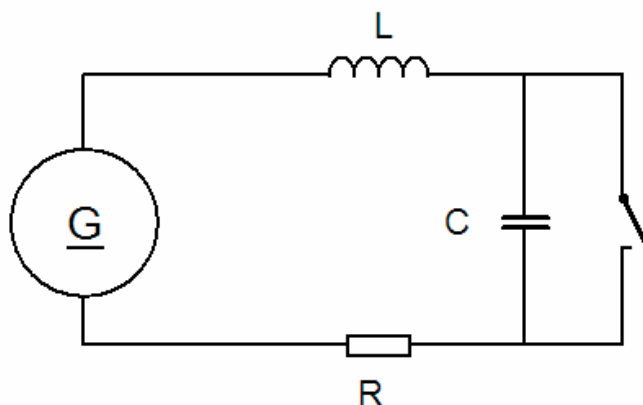
$$i = \frac{U}{R} \cdot (1 - e^{-\frac{R}{L}t}) \quad (4.5)$$



Obr.18 Proud na kontaktech při zapínání ss obvodu [2]

2.1.2 Vypínání stejnosměrných obvodů bez uvažování oblouku

Rozdíl tohoto případu oproti jevům při zapínání je ten, že jsme neuvažovali existenci kapacity vedení, kterou podobně jako indukčnost a ohmický odpor musí každý obvod nutně obsahovat. Vliv kapacity na proud obvodu při jeho zapojení na zdroj napětí je nulový, neboť sepnutím kontaktů je spojena nakrátko. Proto jsme ji při studiu jevů zapínání neuvažovali. Naopak při vypínání hraje tato kapacita, kterou ve zjednodušeném schématu zaznamenáváme jako paralelní přemostění spínače, významnou úlohu. [2]



Obr.19 Stejnosměrný obvod [2]

Pokud je spínač sepnut, kapacita je jím spojena nakrátko, při rozepnutí spínače, tj. v čase $t = 0$, připojíme kapacitu na plné napětí zdroje. Protože kapacita je stále paralelně připojena ke spínači, je tedy průběh napětí na kontaktech dán průběhem napětí na kapacitě, která až do času $t = 0$ byla bez náboje a která se nyní nabíjí. Platí tedy : $u_{konst} = u_c, u_{c(t=0)} = 0$. Obvod je dán rovnicemi: [2]

$$U = L \cdot \frac{di}{dt} + Ri + u_c \quad (4.6)$$

$$u_c = \frac{1}{C} \int i dt \quad (4.7)$$

$$i = C \frac{du_c}{dt} \quad (4.8)$$

Po dosazení :

$$LC \frac{d^2 u_c}{dt^2} + RC \frac{du_c}{dt} + u_c = U \quad (4.9)$$

Po dosazení operátorového označení $\xi u_c = U_c$ dostaneme:

$$p_1 = 0, p_{2,3} = -\frac{R}{2L} \pm \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}} = -\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \beta^2} \quad (5.0)$$

$$N'(p) = 3p^2 LC + 2pRC + 1 \quad (5.1)$$

a) Budeme uvažovat nejprve případ, že $R \ll L$, takže $\alpha^2 \ll \beta^2$ druhý a třetí kořen rovnice $N'(p) = 0$ jsou komplexně sdružené: [2]

$$p_{2,3} = -\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \beta^2} = -\alpha \pm j\omega_0 \quad (5.2)$$

$$\alpha = \frac{R}{2L} \quad (5.3)$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \quad (5.4)$$

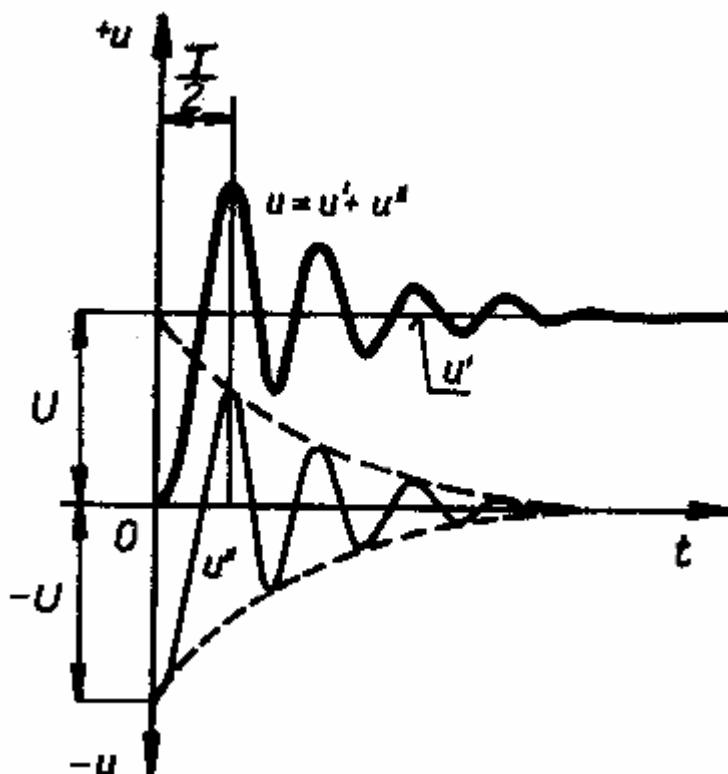
Po matematické úpravě rovnic bude výsledný vztah:

$$u_c = U \left[1 - \left(\frac{\alpha}{\omega_0} \sin \omega_0 t + \cos \omega_0 t \right) \cdot e^{-\alpha t} \right] \quad (5.5)$$

Z výsledného vztahu plyne, že průběh napětí na kontaktech je dán jako součet složky ustálené (5.6) a přechodné (5.7), která má tlumeně kmitavý průběh (obr. 20) [2]

$$u_c' = U \quad (5.6)$$

$$u_c'' = -U \left(\frac{\alpha}{\omega_0} \sin \omega_0 t + \cos \omega_0 t \right) \cdot e^{-\alpha t} \quad (5.7)$$



obr. 20 Tlumeně kmitavý průběh[2]

Její počáteční hodnota $u_{C(0)}'' = -U$ má stejnou velikost jako složka ustálená, je ale opačného znaménka, aby $u_{C(0)} = 0$. Napětí mezi kontakty nabíhá kmitavě do ustálené hodnoty $u_{C\infty} = U$. Není tedy ve skutečnosti nárůst čela napětí mezi kontakty, které nazýváme napětím zotaveným, nekonečně rychlý, ale narůstá určitou konečnou rychlostí, danou vlastním kmitočtem vypínaného obvodu

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}. \text{ Je-li } R \ll L, \text{ lze druhý člen pod odmocninou zanedbat a výraz se ztotožní}$$

s Thompsonovým vzorcem pro rezonanční kmitočet obvodu LC: $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$. Druhý faktor, který určuje strmost nárůstu zotaveného napětí, je hodnota amplitudy prvního kmitu. Je-li kmitočet značně vysoký, je doba první půlperiody $\frac{1}{2}T = \frac{1}{2f_0}$ krátká, útlum lze zanedbat a uvažovat, zotavené napětí překmitne na dvojnásobek napětí zdroje, tj. $2U$, neboť pak [2]

$$u_c \approx U(1 - \cos \omega_0 t). \quad (5.8)$$

b) Uvažujme nyní druhou možnost, tj. že druhý a třetí kořen rovnice $N_{(p)}=0$ jsou reálné různé:

$$p_1 = 0 \quad (5.9)$$

$$p_{2,3} = -\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \beta^2} = \alpha \pm \delta \quad (6.0)$$

$$\alpha = \frac{R}{LC} \quad (6.1)$$

$$\delta = \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}} \quad (6.2)$$

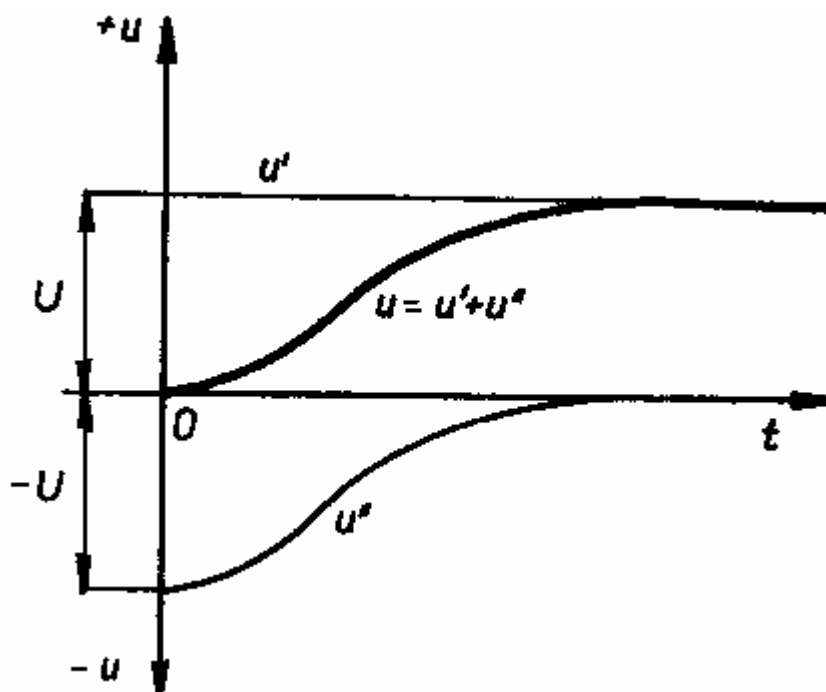
Provedeme dosazení do rozvojového vzorce:

$$u_c = U + \frac{U \cdot e^{(-\alpha+\delta)t}}{3LC(-\alpha+\delta)^2 + 2CR(-\alpha+\delta) + 1} + \frac{U \cdot e^{-(\alpha+\delta)t}}{3LC(-\alpha-\delta)^2 + 2CR(-\alpha-\delta) + 1} \quad (6.3)$$

Po matematické úpravě vzorce dostaneme výsledný vztah:

$$u_c = U \left[1 - \left(\frac{\alpha}{\delta} \sinh \delta t + \cosh \delta t \right) \cdot e^{-\alpha t} \right] \quad (6.4)$$

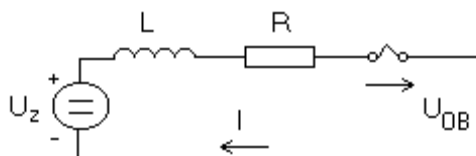
Vidíme, že pokud $R \gg L$, zotavené napětí nezakmitá, nýbrž s počáteční nulové hodnoty vlivem silného tlumení odporem R narůstá aperiodicky a ustálenu hodnotu U (obr.21). [2]



obr.21 Přebodová a ustálená složka zotaveného napětí [2]

To je případ z hlediska vypínání zřejmě podstatně příznivější, než případ předchozí. Kritický stav, tj. případ, kdy kmitavý jev přechází právě aperiodický, je dán takovou velikostí parametrů obvodů, kdy právě $\sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}} = 0$, když $\frac{R^2}{4L^2} = \frac{1}{LC}$, odkud $R = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$. Při tomto poměru mezi R, L a C jsou druhý třetí kořen $N_{(p)}=0$ jsou reálné stejné. [2]

2.1.3 Vypínání stejnosměrných obvodů s uvažováním oblouku

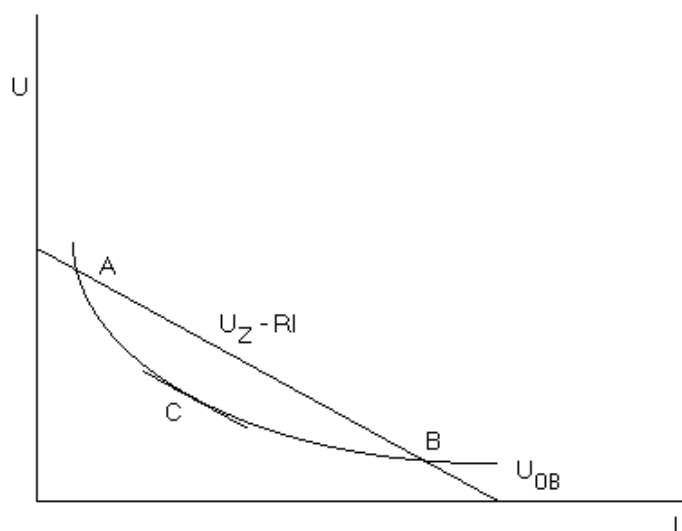


obr.22 Stejnosměrný obvod při vypínání [13]

Vzájemné vztahy mezi základními vlastnostmi elektrického výboje nazýváme charakteristikou oblouku. Základní charakteristikou oblouku je voltampérová charakteristika. Nejznámější z empirických vztahů vyjadřujících elektrické vlastnosti stejnosměrného (ss) oblouku je rovnice Ayrtonové:

$$U = \alpha + \beta \cdot I + \frac{c + \delta \cdot l}{I} \quad (6.5)$$

kde α (V), β (V.cm⁻¹), c (W), δ (W.cm⁻¹) jsou konstanty závislé na materiálu elektrod, l je délka oblouku, U je napětí na oblouku a I intenzita proudu. [4]



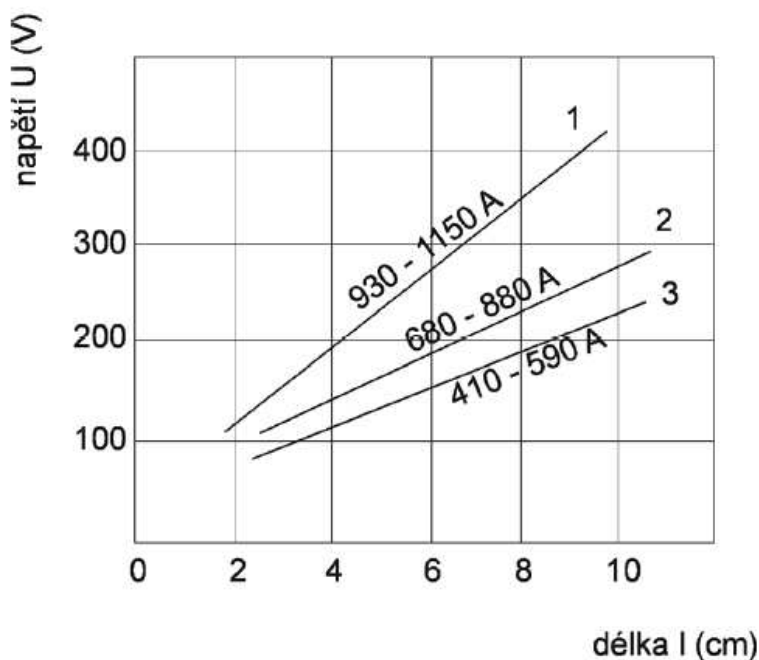
obr.23 Statická charakteristika [13]

Pro hoření oblouku jsou podmínky splněny v bodech A,B,C. Stabilní hoření je pouze v bodě B. Bod A je labilní a z něho oblouk přechází do bodu B. O bodu C říkáme, že leží na mezi stability. K tomu,

aby oblouk stabilně nehořel nesmí existovat průsečík odporové přímky s charakteristikou oblouku. To můžeme zajistit následujícími způsoby:

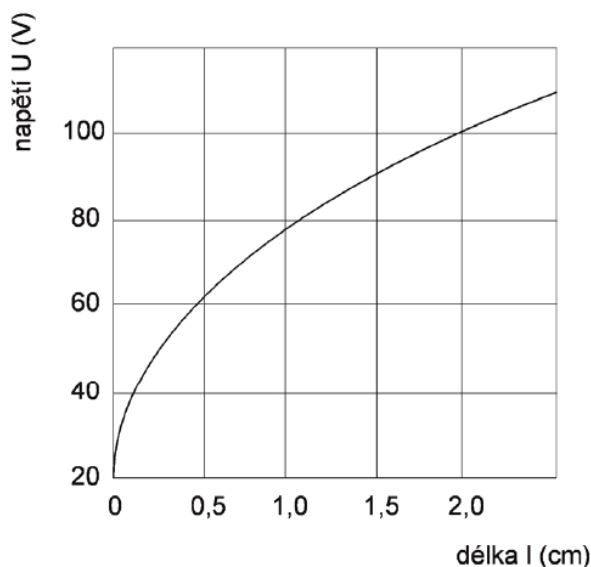
- Posunutím charakteristiky oblouku k vyšším napětím
- Zvětšením odporu obvodu R
- Snížením napětí zdroje [13]

Závislost napětí na délce oblouku je znázorněna na obr. 24 a obr. 25. Na Obr. 24 je lineární závislost napětí U oblouku na jeho délce pro délky v rozmezí 2 až 10 cm. Velikosti proudů pro křivku 1 – v rozsahu 930 až 1150 A, pro křivku 2 – v rozsahu 680 až 880 A a pro křivku 3 – v rozsahu 410 až 590 A.



obr.24 Lineární závislost napětí na délce oblouku

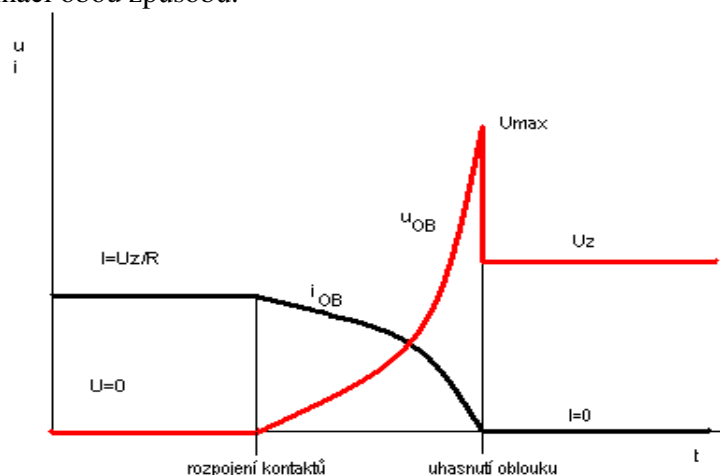
Na Obr. 25 je pak nelineární závislost napětí na délce oblouku, projevující se u oblouků menších délek v rozsahu do 2 cm při napětí 20 až 100 V.



obr.25 Nelineární závislost napětí na menších délkách oblouku [4]

Jesliže vypínáme obvody stejnosměrného proudu musíme na oblouku dosáhnout takový úbytek napětí, aby proud klesal k nule tj. aby došlo k uhasnutí oblouku.

$u_{ob} > U - Ri$ je základní podmínka pro uhasnutí oblouku ve stejnosměrném obvodu. Můžeme tedy zvýšit napětí na oblouku u_{OB} zvětšením délky oblouku l nebo jeho chlazením nebo v praxi většinou kombinací obou způsobů.



obr.26 Průběh napětí a proudu na kontaktech při vypínání ss proudu

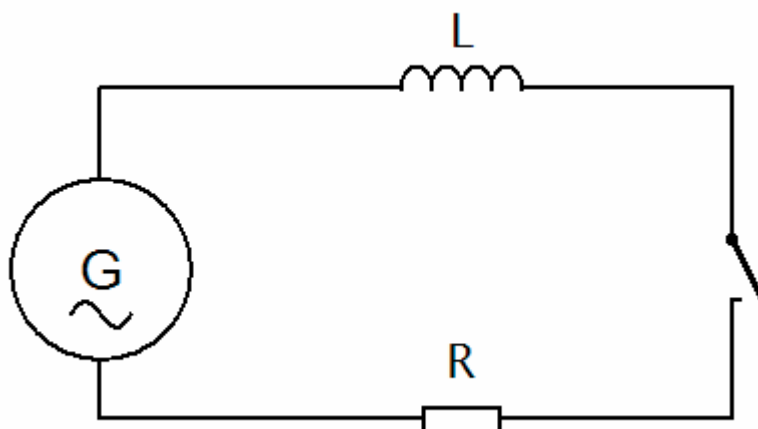
Na kontaktech vypínače ve stejnosměrném obvodu je při vypínání průběh napětí a proudu podle obrázku. Napíšeme energetickou rovnici oblouku

$$W_{OB} = \int_{t_1}^{t_2} U_Z \cdot i \cdot dt - \int_{t_1}^{t_2} R \cdot i^2 \cdot dt - \int_I^0 L \cdot i \cdot di = W_Z - W_R + \frac{1}{2} \cdot L \cdot i^2 = W_Z - W_R + W_L \quad (6.6)$$

Energie oblouku závisí na energii zdroje zmenšenou o energii zmařenou na odporu, ale zvýšenou o energii na indukčnosti. Oblouk hoří déle v obvodech s indukčností a zhasnutí oblouku je obtížné. V obvodech vzniká spínací přepětí s velikostí U_{max} . [13]

2.2 Přechodové děje střídavých obvodů

2.2.1 Zapínání střídavých obvodů



Obr.27 Střídavý obvod[2]

Připojíme-li obvod s odporem R a indukčností L obr. 27 na střídavé napětí

$$u = U_m \sin(\omega t + \kappa) \quad (6.7)$$

tj. na napětí s amplitudou U_m , kruhovou frekvencí $\omega = 2\pi f$ a fází κ po nule napětí, pak je v prvním okamžiku $t = 0$ podobně jako ve stejnosměrném obvodu proud i_0 ještě nula. Jeho další průběh se pak řídí opět podobnou rovnicí:

$$L \frac{di}{dt} + Ri = U_m \sin(\omega t + \kappa) \quad (6.8)$$

Rovnice 6.8 má ale tentokrát na pravé straně časově proměnný člen se sinusovou funkcí. Řešíme ji stejným postupem jako v případě stejnosměrného obvodu tj. Laplaceovou transformací, harmonickou funkci však přepíšeme v Eulerova vzorce do symbolického komplexního tvaru[2]

$$L \frac{di}{dt} + Ri = U_m \frac{e^{j(\omega t + \kappa)} - e^{-j(\omega t + \kappa)}}{2j} = \frac{U_m}{2j} [e^{j(\omega t + \kappa)} - e^{-j(\omega t + \kappa)}] \quad (6.9)$$

Obrazem této funkce (opět platí $i_0=0$) výraz:

$$pLJ + RJ = \frac{U_m}{2j} \left[\frac{e^{j\kappa}}{p - j\omega} - \frac{e^{-j\kappa}}{p + j\omega} \right] \quad (7.0)$$

Odtud:

$$J = \frac{U_m e^{j\kappa}}{2j} \cdot \frac{1}{(pL + R)(p - j\omega)} - \frac{U_m e^{-j\kappa}}{2j} \cdot \frac{1}{(pL + R)(p + j\omega)} \quad (7.1)$$

Zpětnou transformací provedeme opět pomocí Heavisideova rozvoje:

$$\left[N_1(p) = 2pL + R - j\omega L; p_{11} = -\frac{R}{L}; p_{12} = j\omega; N_2(p) = 2pL + R + j\omega L; p_{21} = -\frac{R}{L}; p_{22} = -j\omega; \right] \quad (7.2)$$

Zavedeme označení: $\frac{\omega L}{R} = \tan \varphi$ a použijeme obratu: $\sin(\kappa - \varphi) = \cos(\sin \kappa - \tan \varphi \cos \kappa)$.

Pak:

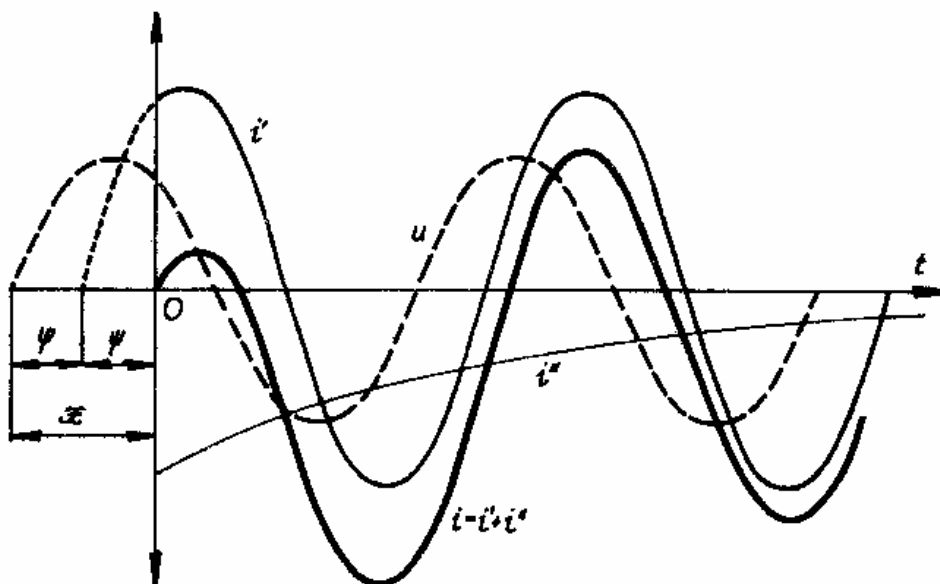
$$i = \frac{U_m}{R^2 + \omega^2 L^2} \left[-\frac{R}{\cos \varphi} \sin(\kappa - \varphi) e^{-\frac{R}{L}t} + \frac{R}{\cos \varphi} \sin(\omega t + \kappa - \varphi) \right] \quad (7.3)$$

Poněvadž:

$$\frac{R}{\cos \varphi} = \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2} = Z; \frac{U_m}{Z} = I_m \quad (7.4)$$

Výsledná rovnice proudu (vztažená k časovému průběhu napětí zdroje, za nímž se opoždíuje o časový úhel φ):

$$i = i' + i'' = I_m \left[\sin(\omega t + \kappa - \varphi) - \sin(\kappa - \varphi) e^{-\frac{R}{L}t} \right]$$

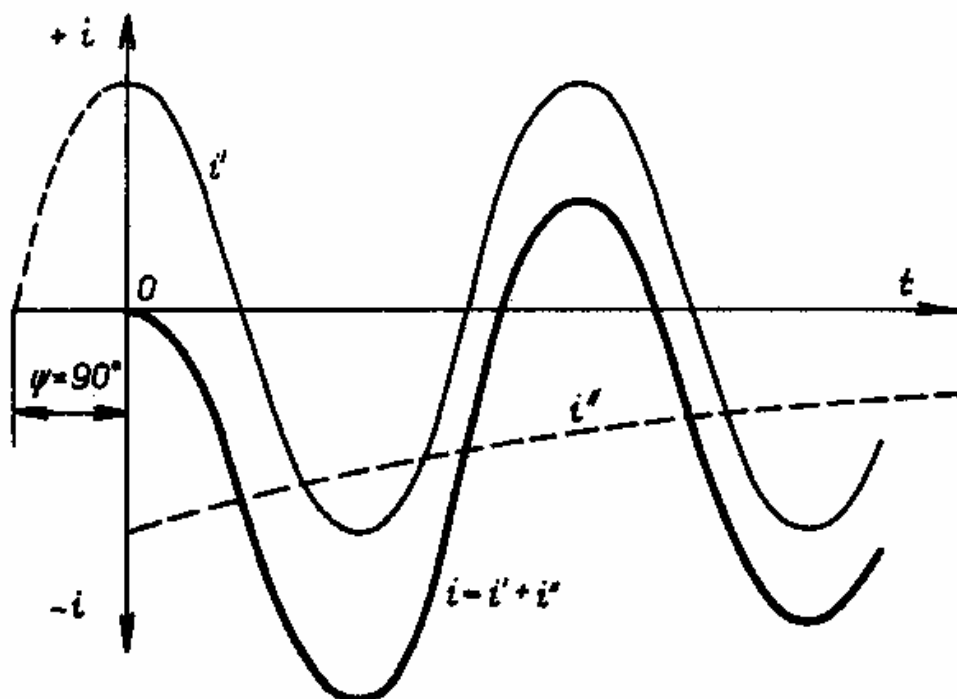


Obr.28 Průběh proudu na kontaktech při zapínání[2]

Při napojení střídavého napětí na jednoduchý obvod překládá se přes ustálený proud i' opět přechodná složka stejnosměrná, která zaniká podle časové konstanty τ a zkresluje průběh ustáleného proudu během přechodné doby po sepnutí obvodu. Velikost zkreslení je závislá na časovém úhlu ψ , který by měl ustálený proud v okamžiku sepnutí. Je-li tento úhel $\pm 90^\circ$, tzn. kdybychom sepnuli obvod maximu ustáleného proudu, objeví se stejnosměrná složka, mající na svém začátku plnou velikost amplitudy ustáleného proudu podle obr. 29. Naopak je-li úhel fáze v okamžiku sepnutí 0° nebo 180° , prochází ustálená složka právě nulou a pak se neobjeví žádný přechodový proud. Střídavý proud nabývá v tomto (jediném) případě ihned svého ustáleného průběhu. Pokud bychom uvažovali teoretický případ ryze induktivního obvodu $R = 0$, pak by stejnosměrná složka byla konstantní a v případě sepnutí proudu v maximu ustálené složky by proud trvale kmital po jedné straně nulové osy mezi hodnotou nulovou a dvojnásobkem amplitudy proudu.

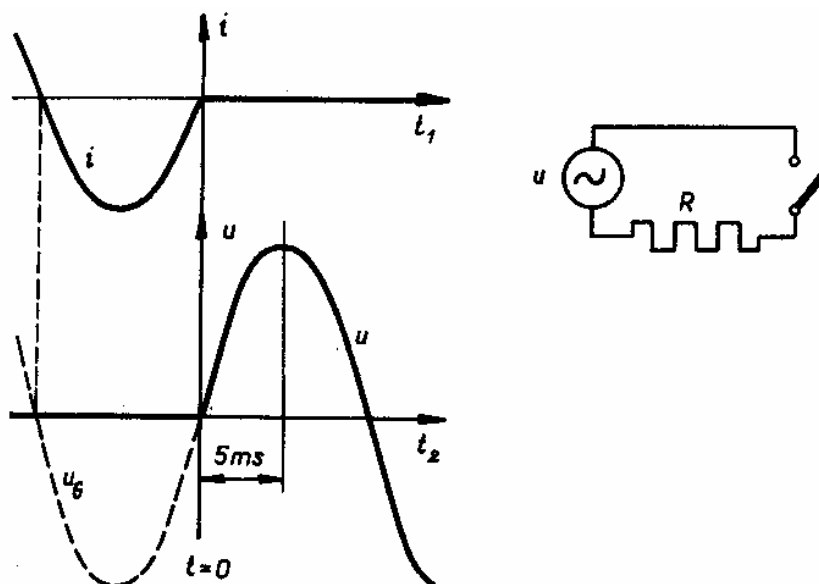
Tento případ nastat nikdy nemůže. Prakticky se nevyskytují obvody s účínkem nižším než $\cos\varphi \geq 0,07$. Při časové konstantě odpovídající tak vysoce induktivnímu obvodu ($\tau \approx \frac{1}{\omega \cos \varphi}$) a

kmitočtem 50 Hz poklesne stejnosměrná složka za jednu půlvlnu proudu, tj. za 0,01 s, asi na 80% původní hodnoty v čase $t = 0$. Z těchto hodnot vyplývá koeficient $1,8 \cdot \sqrt{2} = 2,54$ běžně normami uvažovaný pro určení největší možné velikosti první špičky proudu po sepnutí obvodu jako násobku efektivní hodnoty ustáleného proudu. [2]



Obr.29 Průběh proudu na kontaktech při zapínání – nejhorší možný stav[2]

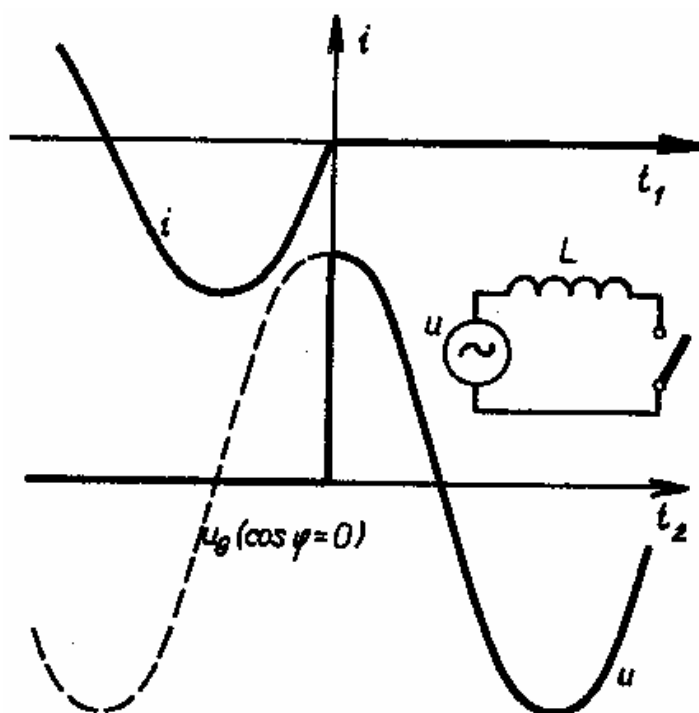
2.2.2 Vypínání střídavých obvodů bez uvažování oblouku



Obr.30 Průběh proudu na kontaktech při zapínání ryze ohmického obvodu[2]

a) Ryze ohmický obvod

Průběh proudu a napětí, při vypnutí takového obvodu bez oblouku, je patrný z obr.30, kde je zachycen průběh napětí zdroje a proudu v místě spínače tak, jak by jej zaznamenal oscilograf. Předpokládejme, že proud končí ve své přirozené nule. Protože je ve fázi s napětím, má v tomto okamžiku nulu i napětí zdroje. Napětí na kontaktech, které až do okamžiku $t = 0$ bylo nulové, může po jejich oddálení sledovat přímo napětí zdroje, neboť se neobjeví žádná přechodná složka. Zotavené napětí narůstá z nulové hodnoty počáteční strmostí, která se stále zmenšuje. [2]

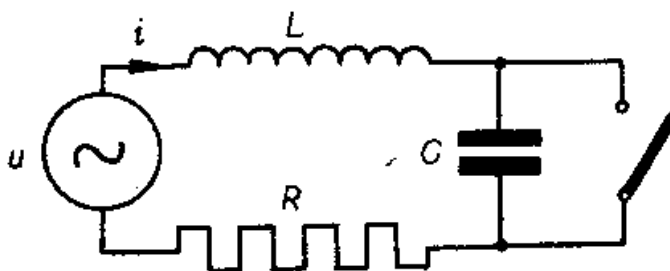


Obr.31 Průběh proudu na kontaktech při zapínání ryze induktivního obvodu[2]

b) Ryze induktivní obvod

Nastane-li přerušení obvodu opět v jeho nule, mělo by se mezi vzdalujícími kontakty objevit skokem nejvyšší možné napětí zdroje, tj. hodnota amplitudy napětí. V tomto případě by byla strmost zotaveného napětí rovna nekonečnu. Podobně v obecném případě, kdy obvod obsahuje odpor i indukčnost by se v čase $t = 0$ při zániku proudu objevilo napětí, které odpovídající okamžité hodnotě napětí opět nekonečně velkou rychlostí.

c) Sériový obvod RLC



Obr.32 Střídavý obvod RLC[2]

Obvod na obr. 31, napájený zdrojem o napětí $u = U_m \sin(\omega t + \kappa)$, je charakterizován rovnicemi:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + u_C = U_m \sin(\omega t + \kappa), u_C = \frac{1}{C} \int i dt, i = C \frac{du_C}{dt} \quad (7.5)$$

Po úpravě:

$$LC \frac{d^2 u_C}{dt^2} + RC \frac{du_C}{dt} + u_C = U_m \sin(\omega t + \kappa) = U_m \frac{e^{j(\omega t + \kappa)} - e^{-j(\omega t + \kappa)}}{2j} \quad (7.6)$$

Průběh napětí na kontaktech je dán průběhem napětí na kapacitě C, která rozpojením spínače je náhle připojena na napětí a začíná se nabíjet. Časový nárůst napětí řešíme operátorovým počtem, přičemž $u_C = U_C; u_{C(t=0)} = 0$. [2]

Obrazová rovnice:

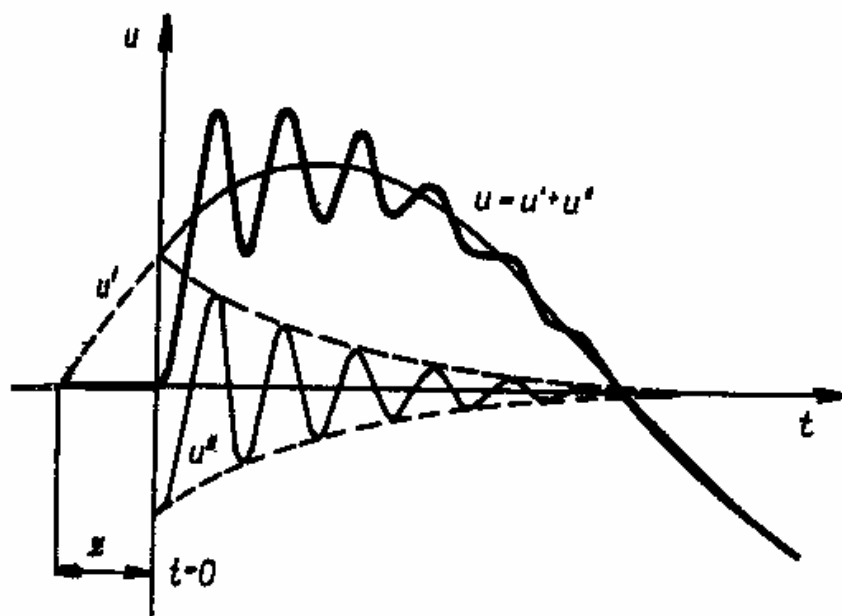
$$p^2 LCU_C + pRCU_C + U_C = \frac{U_m}{2j} \left(\frac{e^{j\kappa}}{p - j\omega} - \frac{e^{-j\kappa}}{p + j\omega} \right) \quad (7.7)$$

Kořeny rovnice jsou:

$$p_1 = \pm j\omega, p_{2,3} = -\frac{R}{2L} \pm \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}} \quad (7.8)$$

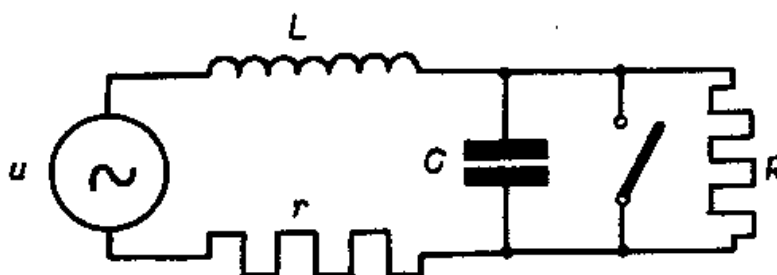
Podle poměrné velikosti R a L můžeme mít podobně jako v případě stejnosměrného obvodu $R \ll L$ druhé a třetí kořeny komplexně sdružené a tudíž kmitavý průběh přechodné složky, nebo pro R relativně velké kořeny reálné a průběh aperiodický. Kritický stav nastává opět při $R = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$. Pro první, kmitavý případ, dostali bychom zpětnou transformací obrazové rovnice výsledek:

$$u_C = U_m \left[\sin(\omega t + \kappa) - \sin \kappa \left(\frac{\alpha}{\omega_0} \sin \omega_0 t + \cos \omega_0 t \right) \cdot e^{-\alpha t} \right] \quad (7.9)$$



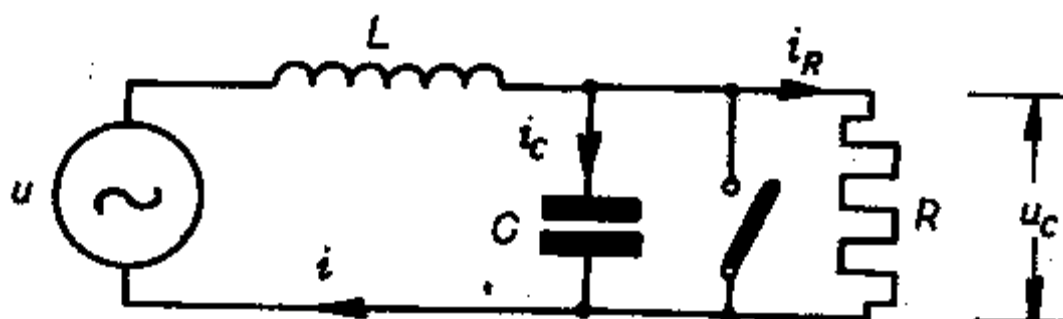
Obr.33 Zotavené napětí na kontaktech[2]

c) Paralelní obvod RLC



Obr.34 Střídavý obvod RLC – při vypínání[2]

Budeme uvažovat obvod dle obr. 34, jehož odpor $r \ll L$, tedy obvod vysoce induktivní, ve kterém má zotavené napětí kmitavý průběh. Pro zjednodušení výpočtů při dalších úvahách zanedbáváme tento odpor r úplně a přejdeme na obvod na obr. 35. [2]



obr. 35 Vypínání střídavého obvodu RLC[2]

$$L \frac{di}{dt} + U_c = U_m \sin(\omega t + \kappa) \quad (8.0)$$

$$i = i_c + i_R \quad (8.1)$$

$$i_c = C \frac{du_c}{dt} \quad (8.2)$$

$$i_R = \frac{u_c}{R} \quad (8.3)$$

Takže:

$$LC \frac{d^2 u_c}{dt^2} + \frac{L \cdot du_c}{R \cdot dt} + u_c = U_m \sin(\omega t + \kappa) = U_m \frac{e^{j(\omega t + \kappa)} - e^{-j(\omega t - \kappa)}}{2j} \quad (8.4)$$

Obrazová rovnice:

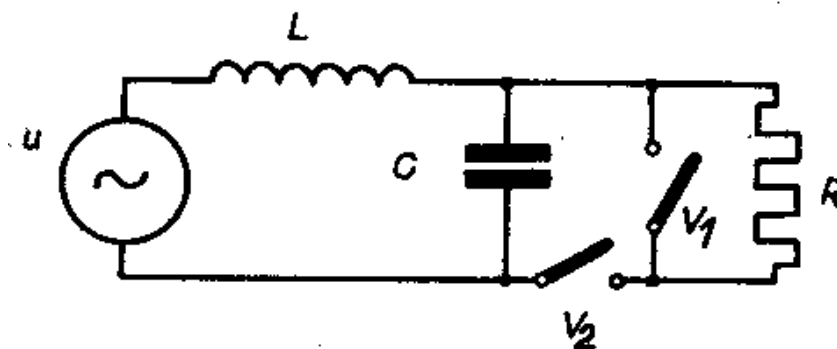
$$p^2 LC U_c + p \frac{L}{R} U_c + U_c = \frac{U_m}{2j} \left(\frac{e^{j\kappa}}{p - j\omega} - \frac{e^{-j\omega}}{p + j\omega} \right) \quad (8.5)$$

Obraz napětí na kontaktech:

$$U_c = \frac{U_m \cdot e^{j\kappa}}{2j(p^2 LC + p \frac{L}{R} + 1)(p - j\omega)} - \frac{U_m \cdot e^{-j\omega}}{2j(p^2 LC + p \frac{L}{R} + 1)(p + j\omega)} = \frac{M_1(p)}{N_1(p)} + \frac{M_2(p)}{N_2(p)} \quad (8.6)$$

Kořeny charakteristických rovnic $N_1(p)=0$, $N_2(p)=0$ jsou obdobné jako v případě sériového obvodu RLC : [2]

$$p_1 = \pm j\omega; p_{2,3} = -\frac{1}{2RC} \pm \sqrt{\frac{1}{4 \cdot R^2 C^2} - \frac{1}{LC}} \quad (8.7)$$



obr. 36 Střídavý obvod RLC s tlumícím odporem[2]

Velikost odporu se projevuje opačně než v případě obvodu sériového. Podmínka pro aperiodický průběh je právě splněna při kritickém poměru $R = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{L}{C}}$. Čím je R menší než tento kritický poměr,

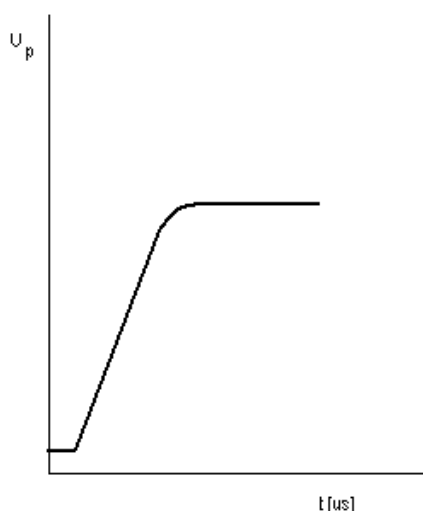
jest průběh napětí přitlumenější, tedy pozvolný. Obvod na obr. 36 je doplněn spínačem V_2 . Systém pracuje tak, že v zapnutém stavu jsou oba spínače sepnuty a tím odpor R je ze spínačem V_1 spojen nakrátko. Po rozpojení kontaktů spínače V_1 se k němu automaticky zapojuje paralelně odpor

$R = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{L}{C}}$. Vypínač V_1 si sám utlumí kmitočet zotaveného napětí, přesáhnou-li hodnotu danou

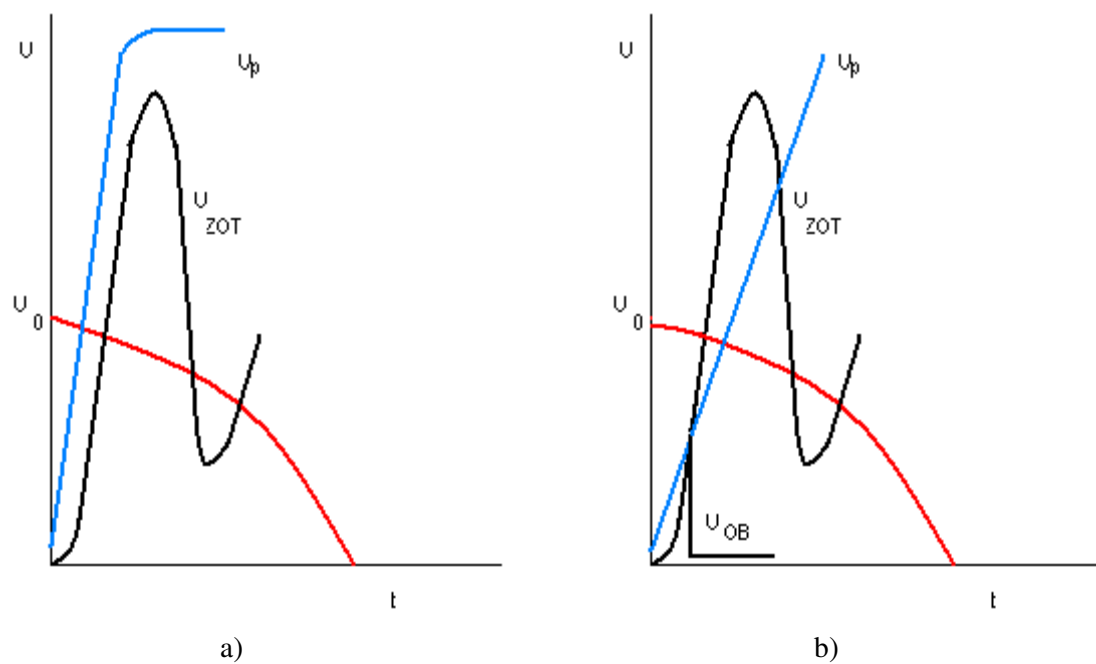
výrazem $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$. [2]

2.2.3 Vypínání střídavých obvodů s uvažováním oblouku

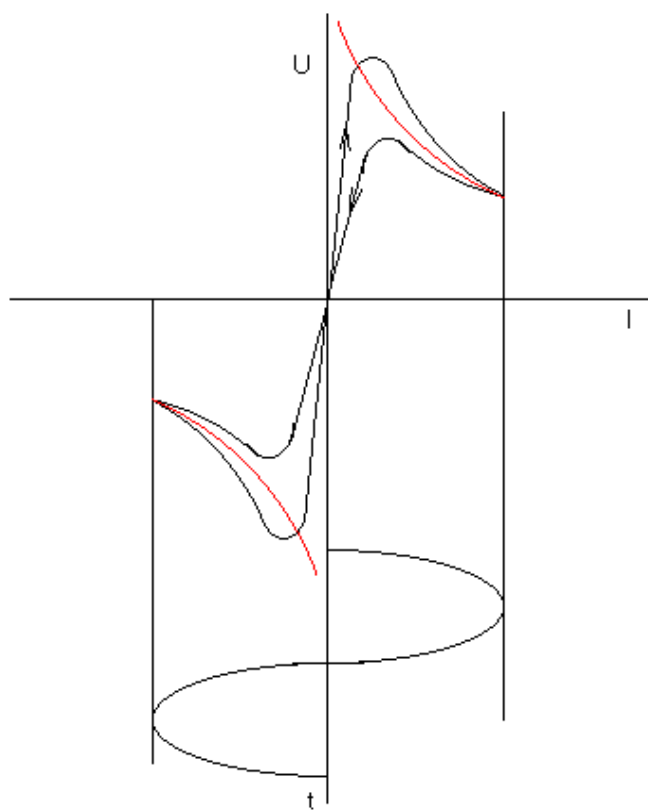
V obvodech střídavého proudu uhasíná oblouk v nule vypínaného proudu. Po okamžiku průchodu proudu nulou (oblouk uhasl) musíme zabránit znovuzapálení oblouku, které závisí na vzrůstu průrazné pevnosti mezi kontakty a na vzrůstu zotaveného napětí mezi kontakty. Vzrůst průrazné pevnosti závisí na vypínači, druhu chlazení oblouku a mediu, ve kterém oblouk hořel. Prostředí, ve kterém oblouk hořel je po uhasnutí oblouku stále vodivé a musíme ho změnit na nevodivé deionizací prostoru mezi kontakty intenzivním chlazením a mechanickým pohybem ionizovaných částic mimo prostor kontaktů. Přibližný průběh závislosti průrazného napětí na čase je na obr.37.



obr. 37 Závislost průrazného napětí na čase [13]



obr. 38 Správné vypnutí vypínače a), selhání vypínače b) [13]



obr. 39 Dynamická charakteristika oblouku při střídavém sinusovém proudu [13]

Pro dynamickou charakteristiku platí, že pro změnu proudu od menšího k většímu leží nad statickou charakteristikou (vyznačena červeně) a pro změnu proudu od většího k menšímu leží pod statickou charakteristikou. [13]

2.2.3.1 Obloukové napětí střídavého obvodu

Označíme-li délku oblouku symbolem l (m), pak můžeme psát pro obloukové napětí vztah:

$$u_o = E_o \cdot l \quad (8.8)$$

kde E_o (V/m) je obloukové napětí na jednotku délky výbojového sloupce. Mění-li se délka oblouku během doby jeho hoření, pak se mění i obloukové napětí přímo úměrně s délkou oblouku. Pokud se jedná o velmi intenzivní axiální proud média soustředně obklopujícího trup oblouku nebo naopak o klidné plynné prostředí o vysokém tlaku, lze dokonce považovat napětí oblouku za přímo úměrné přímé vzdálenosti oddalujících se kontaktů a to téměř nezávisle na velikosti obloukového proudu.

Zůstává-li délka oblouku konstantní, platí vztah (8.8) v plném časovém rozsahu. Mění-li se však, je nutno uvažovat její časovou změnu. Obloukové napětí u_o není pak již konstantní. Prakticky přicházejí v úvahu tři případy: změna může být lineární, kvadratická nebo obecně mocninová. Lineární nárůst napětí oblouku souvisí obvykle s oddalováním kontaktů, které probíhá rychlostí v_k (m/s). Pak je délka oblouku $l = v_k \cdot t$ a obloukové napětí je dáno výrazem

$$u_o = E_o \cdot v_k \cdot t \quad (8.9)$$

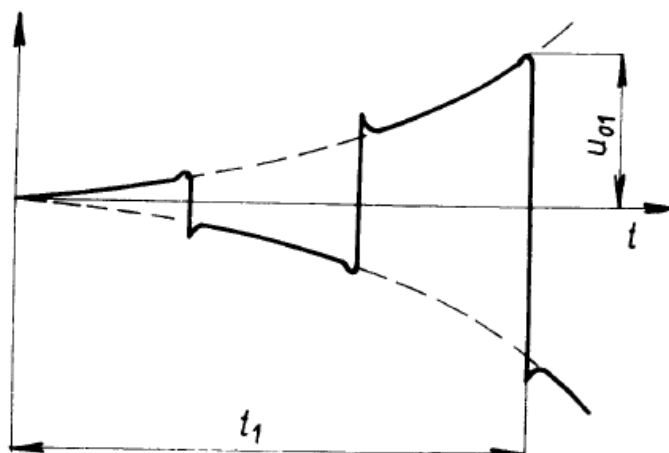
Mění-li se rychlost narůstání délky oblouku l s časem lineárně dle vztahu $v = m' t$, pak pro délku oblouku rostoucí od nuly platí

$$l = \int_0^{t_0} v dt = m' \int_0^{t_0} t dt = \frac{1}{2} m' t_0^2 = m t_0^2 \quad (9.0)$$

klademe-li pro zjednodušení výsledného vztahu $m=0,5m'$. Symbol m nám značí strmost narůstání obloukového napětí u_o , pro které nyní platí obecný vztah

$$u_o = E_o m t^2 \quad (9.1)$$

Tento parabolický průběh narůstání obloukového napětí aplikujeme v případech, kdy můžeme považovat osu času za tečnu ke křivce obloukového napětí, tedy prakticky v případech, kdy obloukové napětí roste zpočátku velmi pomalu, asi tak, jak je to nakresleno na obr. 40. [3]

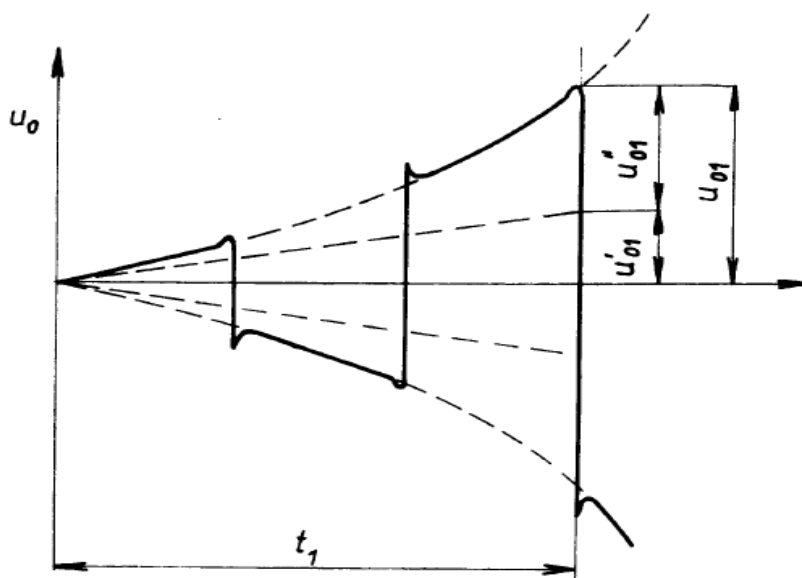


obr. 40 Kvadratické narůstání obloukového napětí [3]

Známe-li z předchozích vypínacích zkoušek s takovým typickým průběhem narůstání obloukového napětí jeho hodnotu u_1 v čase t_1 , pak pro další výpočty e velikost parametru m [3]

$$m = \frac{u_1}{E_o t_1^2} \quad (9.2)$$

Jedná-li se o oblouk mezi kontakty, které se oddalují konstantní rychlostí v_k a působí-li současně víření prostředí či vlivy magnetického pole další prodlužování oblouku, může jeho napětí narůstat s takovým mocninovým průběhem, že jej již nelze nahradit jednoduchou parabolou, zejména odchyluje-li se směrnice jeho tečny v počátku $t = 0$ od osy času. V takovém případě je výhodné uvažovat, že výsledná křivka průběhu obloukového napětí je složena z části přímkové, dané tečnou v počátku k výsledné křivce a z části parabolické, superponované na přímkovou část, jak je naznačeno na obr. 41. [3]



obr. 41 Mocninové narůstání obloukového napětí[3]

Pak je obloukové napětí stále součtem složky lineární $u'_o = E_o v_k t$ a složky kvadratické $u''_o = 0,5 E_o m' t^2$

$$u_o = E_o (v_k t + \frac{1}{2} m' t^2) = E_o v_k (t + \frac{m'}{2 v_k} t^2) = E_o v_k (t + m t^2) \quad (9.3)$$

V rovnici klademe opět kvůli zjednodušení $m = m' / 2 \cdot v_k$. Koeficient strmosti narůstání obloukového napětí stanovíme v tomto případě pomocí hodnoty u'' , odečteme z oscilogramu pro zvolenou dobu hoření oblouku t_1 [3]

$$m = \frac{u''_1}{E_o v_k t_1^2} \quad [3] \quad (9.4)$$

2.2.3.2 Vypínání střídavých obvodů s uvažováním oblouku – Cassieho teorie

Cassie vybudoval svou teorii pro oblouk, který hoří v rychle proudícím prostředí, jehož směr proudění je souhlasný s osou oblouku. Proudící prostředí přitom obklopuje oblouk po celém jeho povrchu. Cassieho základní předpoklad pro takový uměle chlazený oblouk je, že veškerý ztrátový výkon odebírá toto proudící médium. Uplatní se jen konvekce. Vycházíme-li z experimentálních prací Kirchsteinových a Koppelmanových, provedených ve třicátých letech 20. století na oblouku buzeném proudy několika set ampérů nacházejícím se v proudu stlačeného vzduchu, můžeme oblouk považovat za válcový útvar o průřezu πr^2 , jehož teplota T a měrná elektrická vodivost σ , resp. měrný elektrický odpor ρ je po celém průřezu konstantní. Předpokládáme - li dále, že tyto hodnoty se nemění ani s časem, projeví se změna tepelného obsahu oblouku Q jen změnou jeho poloměru r . Z toho vyplývá, že proudící médium ochlazuje oblouk tak, jako by odnášelo jeho plazma. Jedná se tedy nikoliv o chlazení z povrchu, ale o tzv. chlazení objemové. [5]

$$\text{Tepelný obsah} \quad Q_1 = \pi r^2 c \quad (9.5)$$

$$\text{Ztráty chlazením} \quad P_1 = \pi r^2 \kappa \quad (9.6)$$

$$\text{Elektrická vodivost} \quad G_1 = \pi r^2 \sigma \quad (9.7)$$

$$\text{Elektrický odpor} \quad R_1 = 1/G_1 = 1/\pi r^2 \sigma = \rho / \pi r^2 \quad (9.8)$$

kde c značí měrné objemové teplo plazmatu při dané teplotě a tlaku,

κ měrnou objemovou chladivost závislou na rychlosti proudění

σ měrnou elektrickou vodivost plazmatu při dané teplotě. [5]

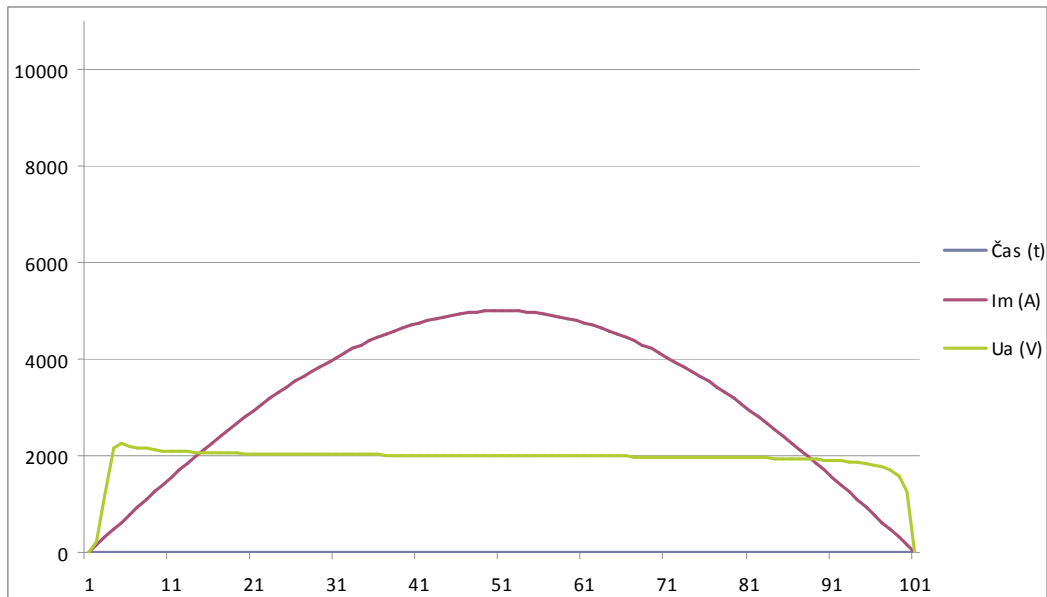
Po úpravě předchozích vztahů dostaneme Cassieho rovnici v obecném vztahu:

$$\tau_c = \frac{c}{\kappa} \quad (9.9)$$

Veličina τ_c má rozměr času a lze ji proto považovat za časovou konstantu oblouku v Cassieho rovnici. Časová konstanta je poměr mezi množstvím energie akumulované (c) v jednotkovém objemu plazmatu a chladícím výkonem (κ), který je proudění média v daném uspořádání schopno odvést z jednotkového objemu. Časová konstanta tedy může být tedy interpretována jako měřítko rychlosti poklesu množství tepelné energie akumulované v plazmatu, nebo jako měřítko nárustu odporu oblouku pro případ ukončení dodávky (přísunu) energie do oblouku – případ vypnutí vypínače ($i = 0$). [5]

Pro obloukové napětí podle Cassieho teorie: [5]

$$u_{al}^2 = i^2 R_1^2 = \frac{2 \cdot E_0^2 \cdot \sin^2(\omega t)}{1 - \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_c^2} \cdot (\cos(2\omega t) + \omega \tau_c \sin(2\omega t)) + \left[\left(\frac{Rq}{R_{01}} \right)^2 - 1 + \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_c^2} \right] \cdot e^{-\frac{2}{\tau_c} t}} \quad (10.0)$$



graf. 1 Elektrický oblouk podle Cassieho teorie

2.2.3.3 Vypínání střídavých obvodů s uvažováním oblouku –Mayrova teorie

Na rozdíl od Cassieho však Mayr předpokládal, že podstatná část ztrát se neodvádí axiálně prouděním, ale radiálně vedením do okolního prostředí, vzhledem k plazmatu oblouku, značně studenému. Ztráty prouděním považuje za tak malé, zejména pro malé poloměry obloukového sloupce, že je lze zanedbat. Přitom předpokládá, že poloměr výbojového sloupce je konstantní a konstantní je i celková velikost ztrát vedením. Jinými slovy považuje statickou V-A charakteristiku oblouku za rovnosou hyperbolu ($P_1 = E_0 I = \text{konst.}$). Toto tvrzení Mayr opírá jednak o experimentální jištění, že příkon statického oblouku se pro různou velikost proudu mění jen málo a jednak o vlastní výpočet charakteristiky stacionárního oblouku hořícího v dusíku. V tomto případě totiž zjistil, že příkon oblouku se zvětšil cca 30krát, byl-li proud změněn o 5 řádů. Pokud se týká vztahu mezi odporem oblouku R_1 a tepelným obsahem Q_1 obloukového sloupce jednotkové délky, dospěl k exponenciální závislosti: [5]

$$R_1 = \text{konst.} \cdot e^{-\frac{Q_1}{Q_0}} \quad (10.1)$$

Ve vztahu představuje Q_o takové množství tepelné energie v jednotkovém objemu plazmatu, po jehož dodání, či odebrání se změní odpor oblouku z počáteční hodnoty e -krát. Tato úvaha vychází ze vztahu pro elektroovou vodivost plazmatu [5]

$$\sigma_e = e \cdot b_e \cdot n_e \quad (10.2)$$

Použijeme-li pro vyjádření hustoty elektronů (n_e) Sahovu rovnici a za hybnost (b_e) dosadíme výraz

$$b_e = k_B \cdot \frac{l_m}{p} \cdot \sqrt{T} \quad (10.3)$$

kde l_m představuje střední volnou dráhu molekuly plynu při tlaku 0,1 MPa a teplotě 273 K, dostaneme pro měrnou elektrickou vodivost závislost :

$$\sigma_e = k_b K_s \cdot \frac{e \cdot l_m}{\sqrt{p}} \cdot T^{0,5} \cdot T^{0,25} \cdot e^{\frac{e \cdot U_i}{2k_b T}} = konst. \cdot T^{0,75} \cdot e^{\frac{e \cdot U_i}{2k_b T}} \quad (10.4)$$

Pro zjednodušení zanedbáme mocninou závislost teploty, tj. pro kvalitativní posouzení předpokládáme

$$\sigma_e \approx konst. \cdot e^{\frac{A}{T}} \quad (10.5)$$

Pro tepelný obsah jednotkového objemu plazmatu platí:

$$q = s \cdot c_p (T - T_2) \quad (10.6)$$

kde s je hustota plazmatu c_p je měrné teplo při stálém tlaku, T je teplota uvnitř výbojového sloupce a T_2 je teplota okolí (a také povrchu výbojového sloupce). S použitím stavové rovnici plynů

$$\frac{p}{s} = R \cdot T \quad (10.7)$$

a vztahu mezi měrným teplem při stálém tlaku a stálém objemu, tj. Poissonovy konstanty $\kappa = c_p / c_v$, dostaneme ,

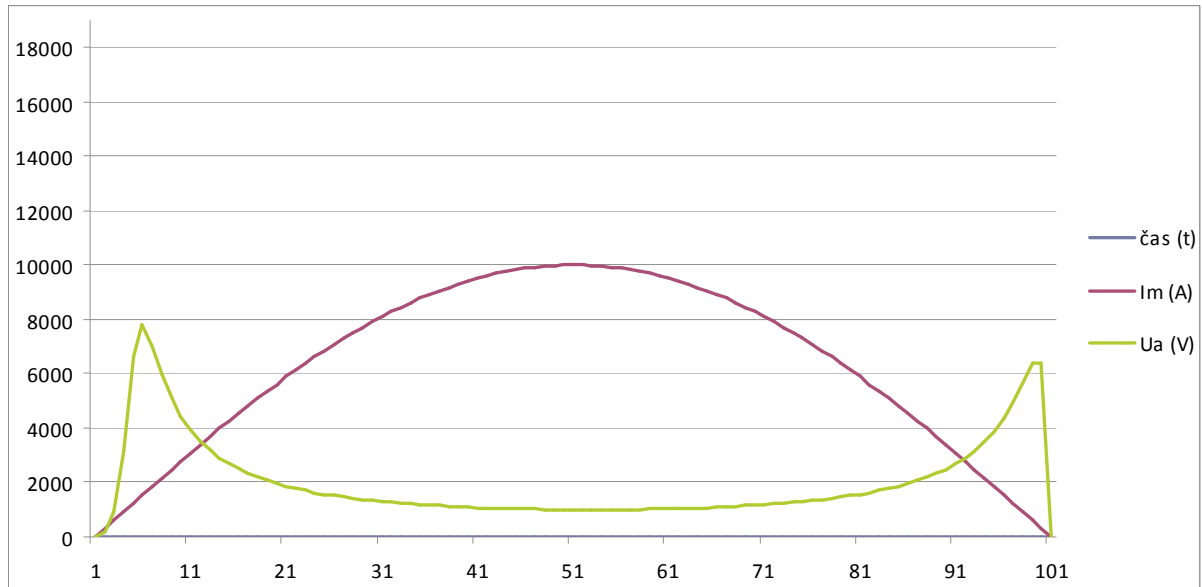
$$c_p = R \cdot \frac{\kappa}{\kappa - 1} \quad (10.8)$$

Můžeme i pro Mayrovu rovnici definovat míru časového opožďování změny odporu oblouku v závislosti na řídícím parametru jako časovou konstantu oblouku τ , tedy [5]

$$\tau_m = \frac{Q_o}{P_i} \quad (10.9)$$

Pro obloukové napětí podle Mayrova teorie: [5]

$$u_{a1} = \frac{2 \cdot P_1 \cdot \sin(\omega t)}{I_m \left[1 - \frac{1}{1 + 4\omega^2 \tau_m^2} (\cos(2\omega t) + 2\omega \tau_m \sin(2\omega t)) + \left(\frac{R_q}{R_{01}} - 1 + \frac{1}{1 + 4\omega^2 \tau_m^2} \right) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_m}} \right]} \quad (11.0)$$



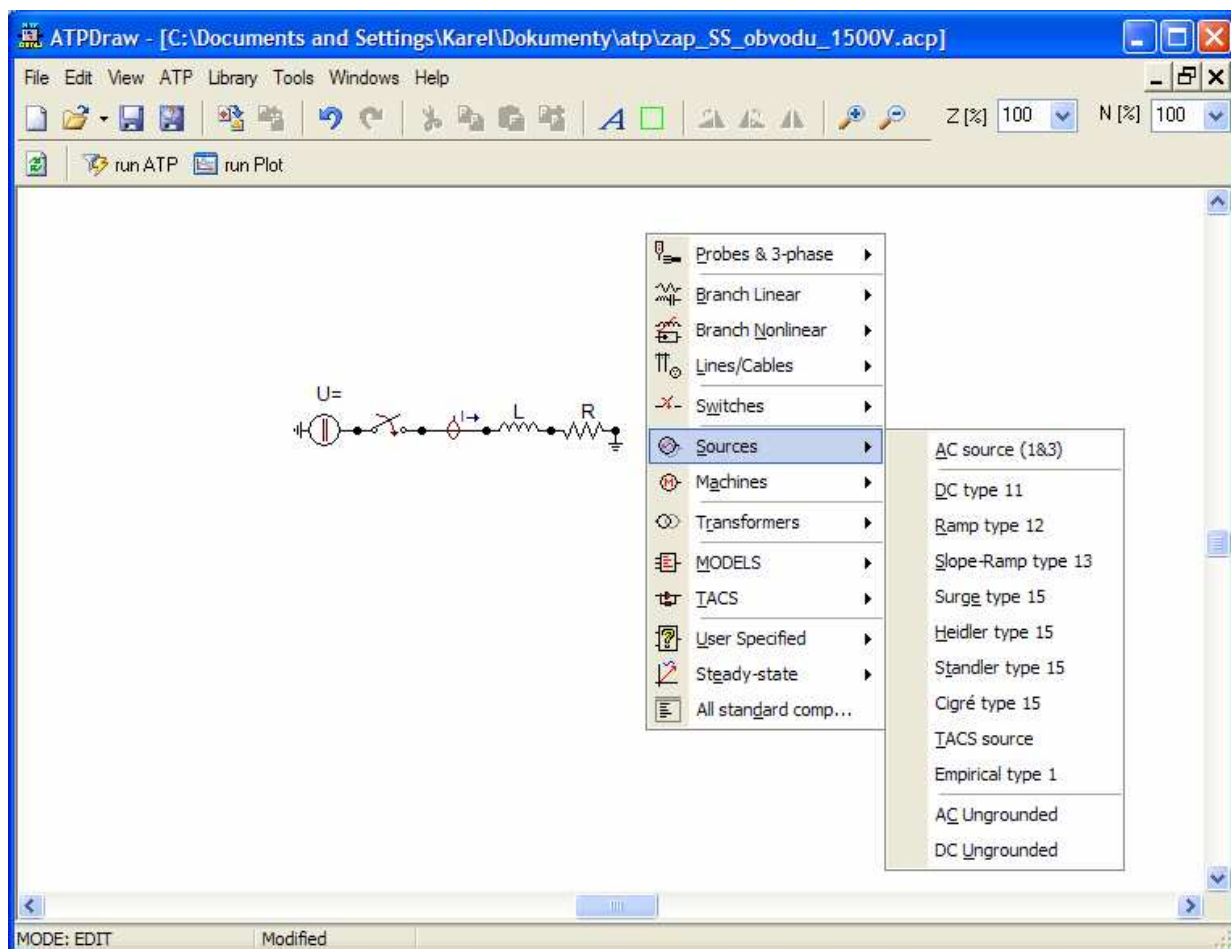
graf. 2 Elektrický oblouk podle Mayrova teorie

3. Modelování elektrických obvodů v přechodovém ději s respektováním reálného oblouku pomocí programu ATP Draw

3.1 Program ATP Draw

Program ATP je dostupný jen v anglické verzi. Český uživatel patří do evropské skupiny uživatelů (EEUG). Program sám je z kategorie royal freeware, což znamená, že je dostupný pouze licencovaným uživatelům a jen pro ně je volně šiřitelný. V rámci ročního účastenského poplatku dostává uživatel tiskové materiály a jednou ročně upgrade programu a jeho doplňků na CD. Z poplatků jsou financovány další aktivity jako mezinárodní internetová konference, webové stránky s průběžným upgrade, činnost organizátorů a zástupců jednotlivých světových skupin apod. Vlastní program je napsán v jazyce Fortran a pracuje jako dosovská aplikace. Pro překonání jazykové bariéry a pohodlný způsob práce s ATP byl vytvořen grafický preprocesor ATPDraw. K interpretaci získaných výsledků pak slouží celá řada grafických postprocesorů, z nichž dále bude popsán PlotXY, který je jednoduchý a rychlý.

Datový soubor zapsaný pro jazyk Fortran je textový soubor, který se dá vytvářet pomocí textového editoru. Taková práce je pro začátečníka obtížná a jeho cesta k prvnímu úspěšnému spuštění ATP by byla příliš dlouhá. Proto byl vytvořen program ATPDraw, který pro uživatele představuje velmi příjemné prostředí. [14]



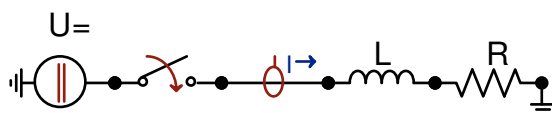
Obr.42 Ukázka z programu ATP-Draw

3.2 Zapínání stejnosměrného elektrického obvodu

Parametry obvodu :

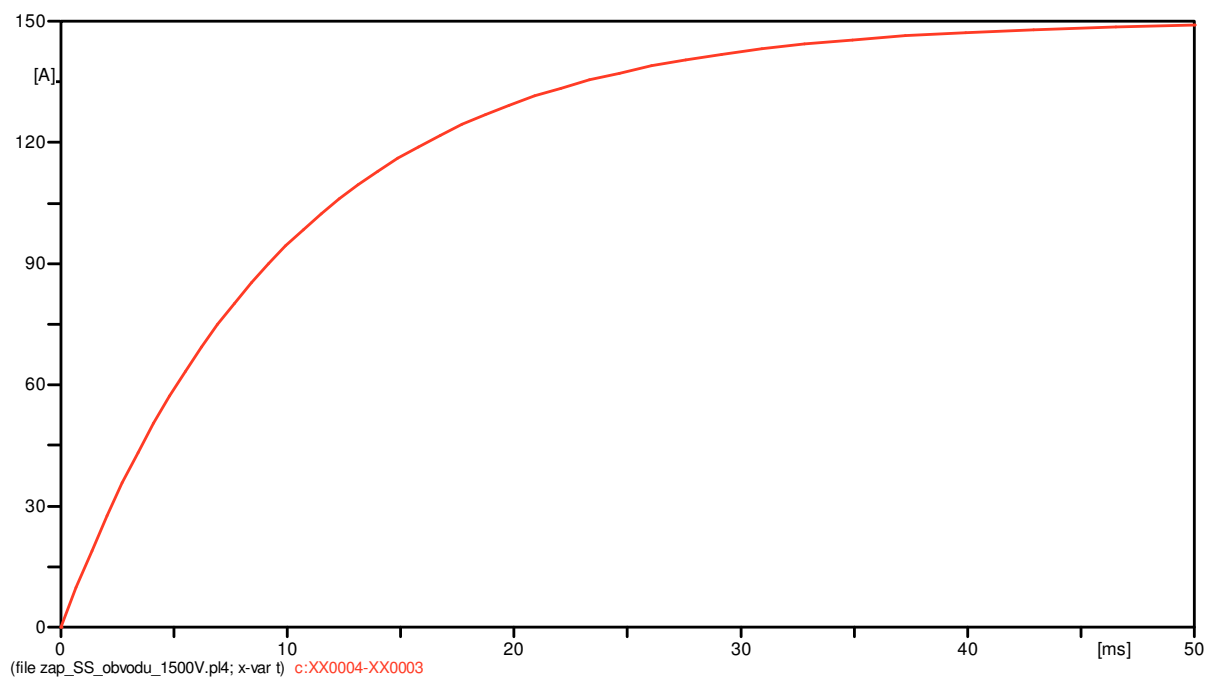
$U = 1500 \text{ V}$; $L = 100 \text{ mH}$; $R = 10 \text{ } \Omega$;

$$\tau = \frac{L}{R} = \frac{0,1}{10} = 10 \text{ ms} \quad (11.1)$$



Obr.43 Model stejnosměrného obvodu při zapínání v ATP-Draw

Přechodový děj se skládá ze dvou složek a to složky přechodné a ustálené. Časová konstanta τ nám určuje dobu nárustu ze složky přechodné na složku ustálenou. Hodnoty indukčnosti a odporu jsou zvoleny tak, aby časová konstanta τ byla rovna 10 ms. V grafu 1. vidíme, že přechod do ustálené hodnoty je doba rovna cca 50 ms. Čím je časová konstanta τ menší, tím rychleji přejde děj do ustálené hodnoty.



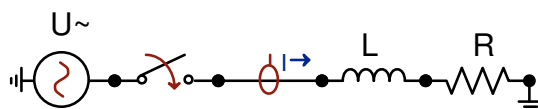
Graf 3. Zapínání stejnosměrného obvodu

3.3 Zapínání střídavého elektrického obvodu

Parametry obvodu :

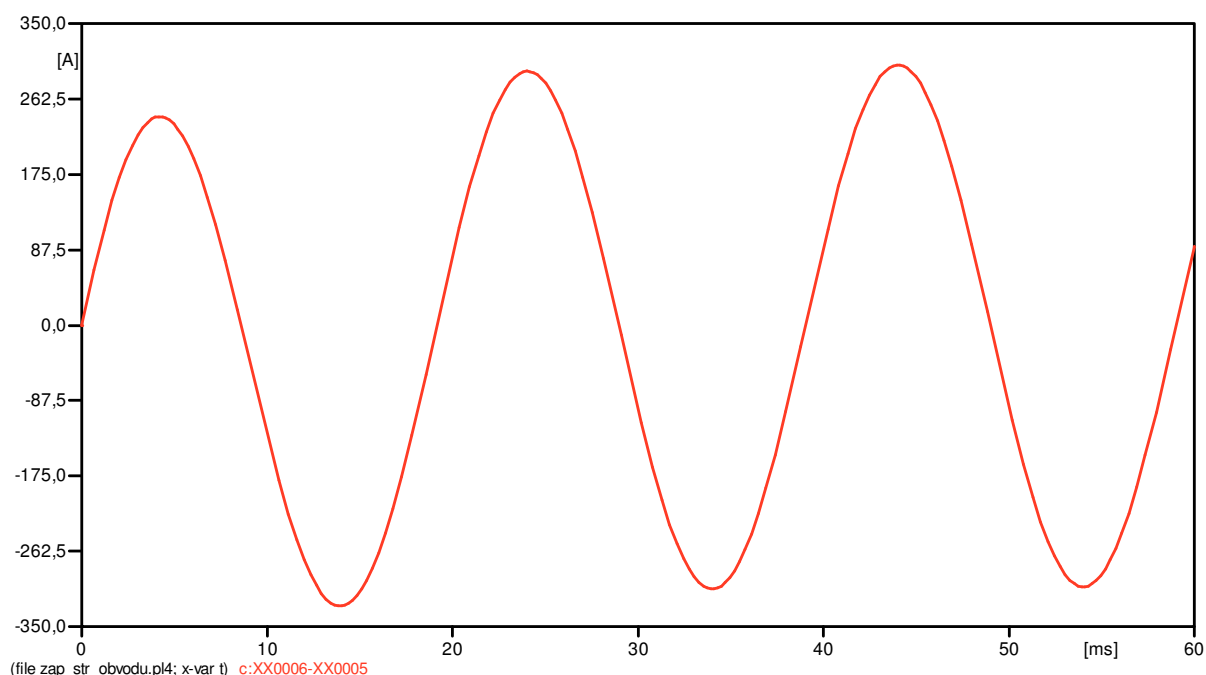
$U = 1000 \text{ V}$; $L = 10 \text{ mH}$; $R = 1 \text{ } \Omega$;

$$\tau = \frac{L}{R} = \frac{0,01}{1} = 10 \text{ ms} \quad (11.2)$$

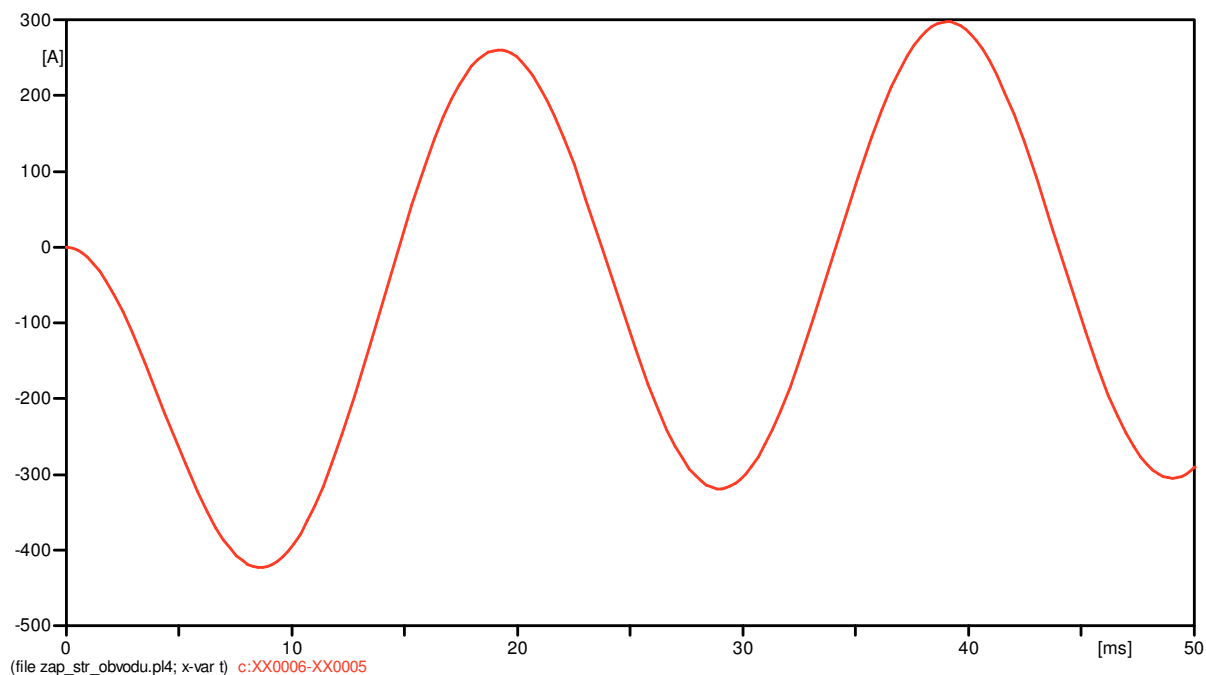


Obr.44 Model střídavého obvodu při zapínání v ATP-Draw

U zapínání střídavého obvodu opět vzniká přechodová a ustálená složka a podle časové konstanty stanovíme kdy přechodová složka zanikne. Přechodová složka taky zkresluje průběh ustáleného proudu. Velikost zkreslení je závislé na časovém úhlu, kdy obvod sepne. Nejpriznivější je sepnutí v nule proudu ve stupních $0^\circ; 180^\circ$ to můžeme vidět na grafu 4. , kde nevznikne stejnosměrná přechodová složka, a nabývá téměř do ustálené hodnoty proudu. Naopak nejnepriznivější stav je sepnutí v maximum proudu tj. $\pm 90^\circ$, který nám znázorňuje graf 5., kdy je stejnosměrná přechodová složka maximální. Proud může nabývat až dvojnásobné hodnoty ustáleného proudu. V našem případě podle grafu 3. je hodnota o 1,5x vyšší než hodnota ustálená.



Graf 4. Zapínání střídavého obvodu



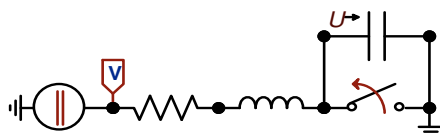
Graf 5. Nejhorší možný stav zapínání střídavého obvodu

3.4 Vypínání stejnosměrného elektrického obvodu bez oblouku

Parametry obvodu :

$U = 1000 \text{ V}$; $L = 0,843 \text{ mH}$; $R = 1 \Omega$; $C = 1.2 \mu\text{F}$

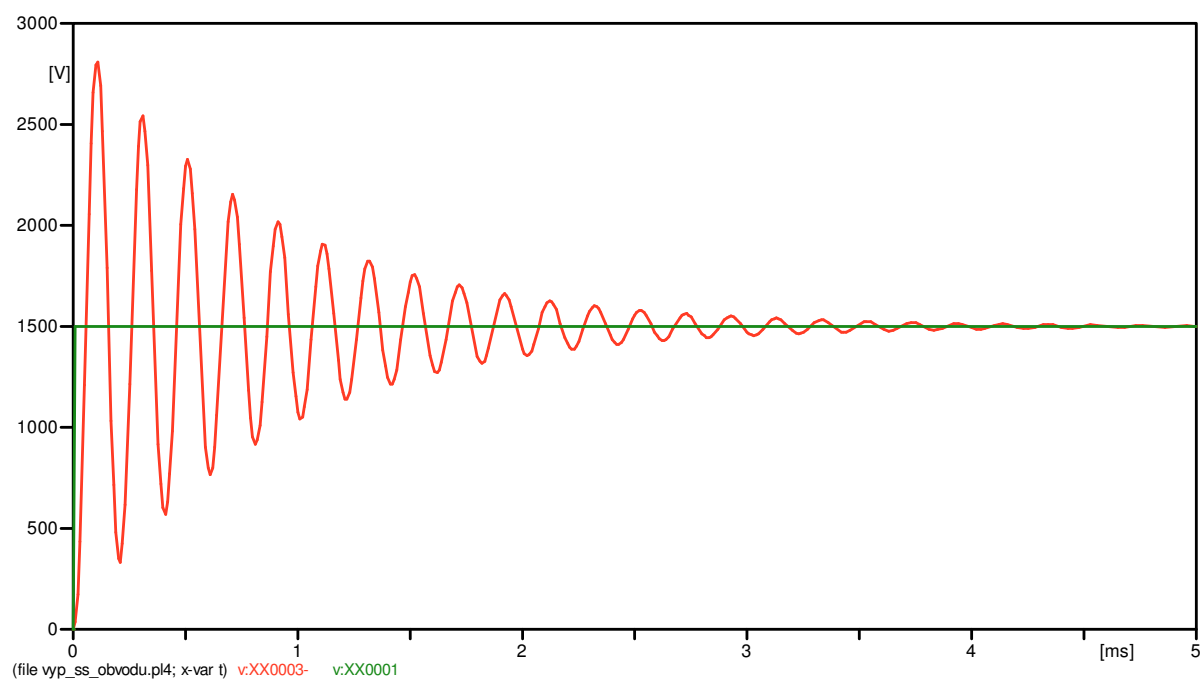
$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{0,843 \cdot 10^{-3} \cdot 1,2 \cdot 10^{-6}}} = 5000 \text{ Hz} \quad (11.3)$$



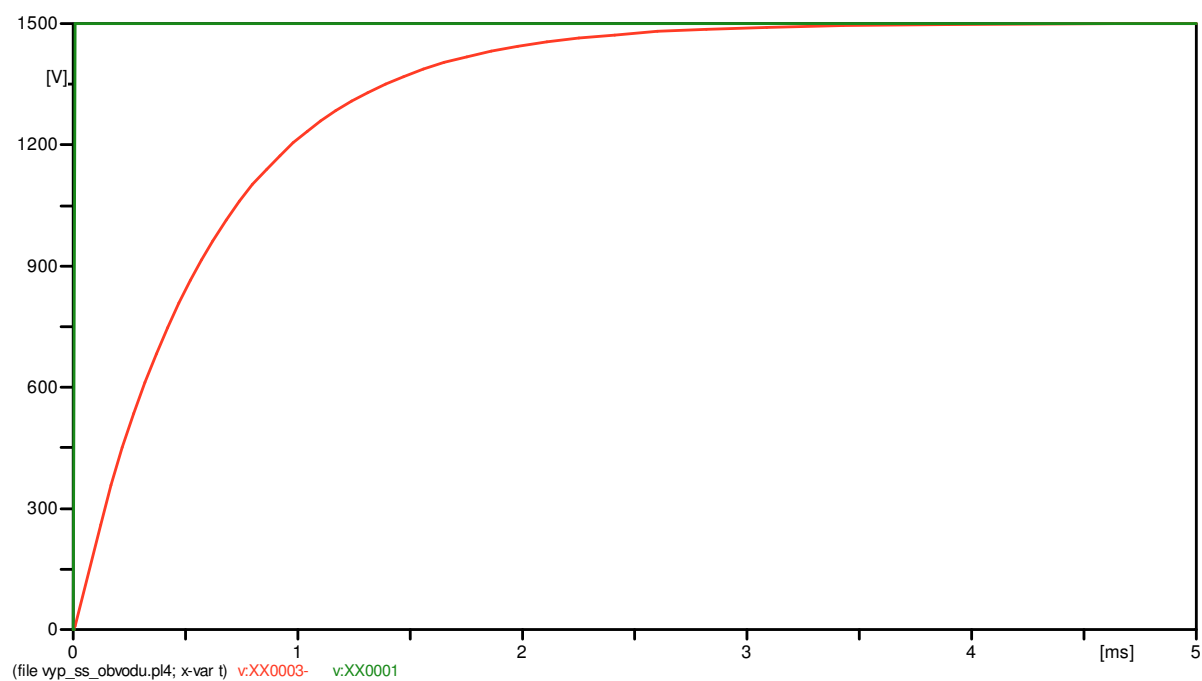
Obr.45 Model stejnosměrného obvodu při vyínání z ATP-Draw

U vypínání platí stavy podobné jako u zapínání a tj. vznik přechodové a ustálené složky napětí. Rozdíl je v uvažování kapacity vedení ve vypínaném obvodu. Při oddálení kontaktů dochází k přemostění vypínače a kapacita se nabije až na hodnotu napětí zdroje. Na grafu 6. vidíme tlumeně kmitavý průběh napětí, tzv. zotavené napětí. To je dáno poměrem indukčnosti a odporu, když je indukčnost mnohonásobně větší než odpor, napětí bude kmitat kolem napětí zdroje do ustálené

hodnoty. Naopak při velké hodnotě odporu narůstá napětí na ustálenou hodnotu aperiodicky viz graf 7. Hodnoty indukčnosti a kapacity byly zvoleny pro hodnotu vlastního kmitočtu 5000 Hz.



Graf 6. Vypínání stejnosměrného obvodu



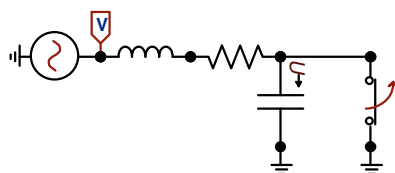
Graf 7. Vypínání stejnosměrného obvodu – aperiodický děj

3.5 Vypínání střídavého elektrického obvodu bez oblouku

Parametry obvodu :

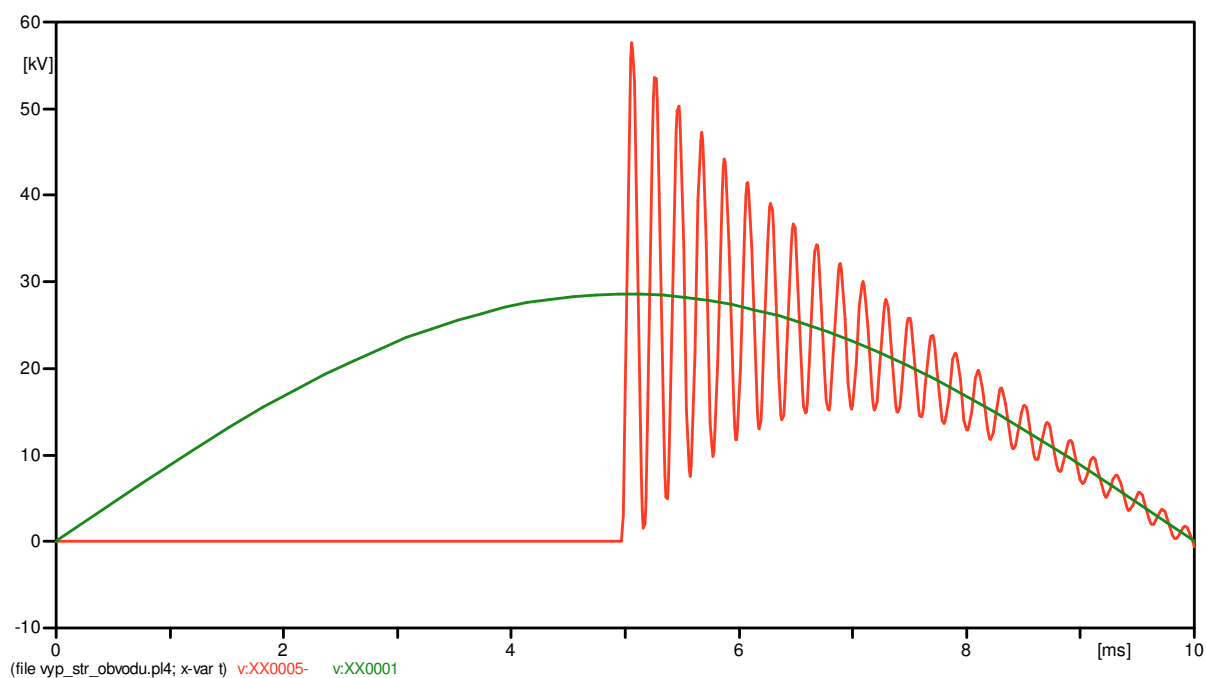
$U = 1000 \text{ V}$; $L = 0,843 \text{ mH}$; $R = 0,001 \Omega$; $C = 1,2 \mu\text{F}$

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{0,843 \cdot 10^{-3} \cdot 1,2 \cdot 10^{-6}}} = 5000 \text{ Hz} \quad (11.4)$$



Obr.46 Model střídavého obvodu v ATP-Draw při vypínání

U vypínání střídavého obvodu, byly hodnoty opět zvoleny tak, aby vlastní kmitočet obvodu byl roven 5000 Hz. Obvod byl nasimulován v nejhorším možném případě a to vypnutí vypínače ve vysoce induktivním obvodu a v maximu proudu. Překmit zotaveného napětí je až dvojnásobek napětí zdroje.



Graf 8. Vypínání střídavého obvodu

3.6 Vypínání střídavého elektrického obvodu s uvažováním oblouku – Cassieho teorie

Nyní přecházíme ke složitější části diplomové práce a to k simulování přechodných dějů při vypínání s respektováním elektrického oblouku. Vzhled obvodu na obr.47 je podle předlohy pana docenta Macha. Na obr. 47 je navíc prvek, který se v předešlých obvodech nevyskytoval, tím myslíme nelineární odpor. Aby obvod pracoval podle našich představ musíme nelineární odpor správně nadefinovat, tj. největší problém simulace tohoto přechodového děje. Elektrický oblouk Cassieho teorie respektuje zapalovací špičky.

Výpočet:

$$U_f = \frac{U_s}{\sqrt{3}} = \frac{22000}{\sqrt{3}} = 12701,71V \quad (11.5)$$

$$U_{\max} = \sqrt{2} \cdot U_f = \sqrt{2} \cdot 12701,71 = 17,962kV \quad (11.6)$$

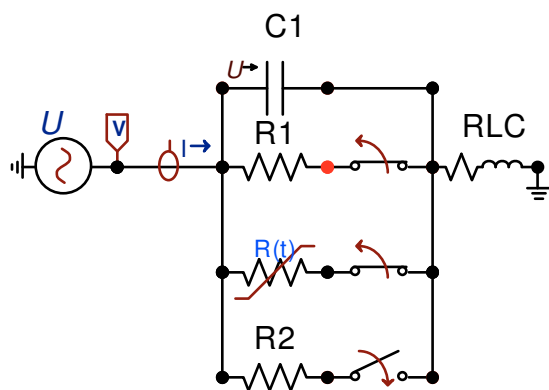
$$L = \frac{U_{\max}}{2\pi f \cdot I} = \frac{17962,92}{2\pi \cdot 50 \cdot 10000} = 5,71mH \quad (11.7)$$

$$C = \frac{1}{4\pi^2 f_m^2 \cdot L} = \frac{1}{4\pi^2 f_m^2 \cdot 5,71 \cdot 10^{-3}} = 0,177\mu F \quad (11.8)$$

$$R2 = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{5,71 \cdot 10^{-3}}{0,177 \cdot 10^{-6}}} = 89,81\Omega \quad (11.9)$$

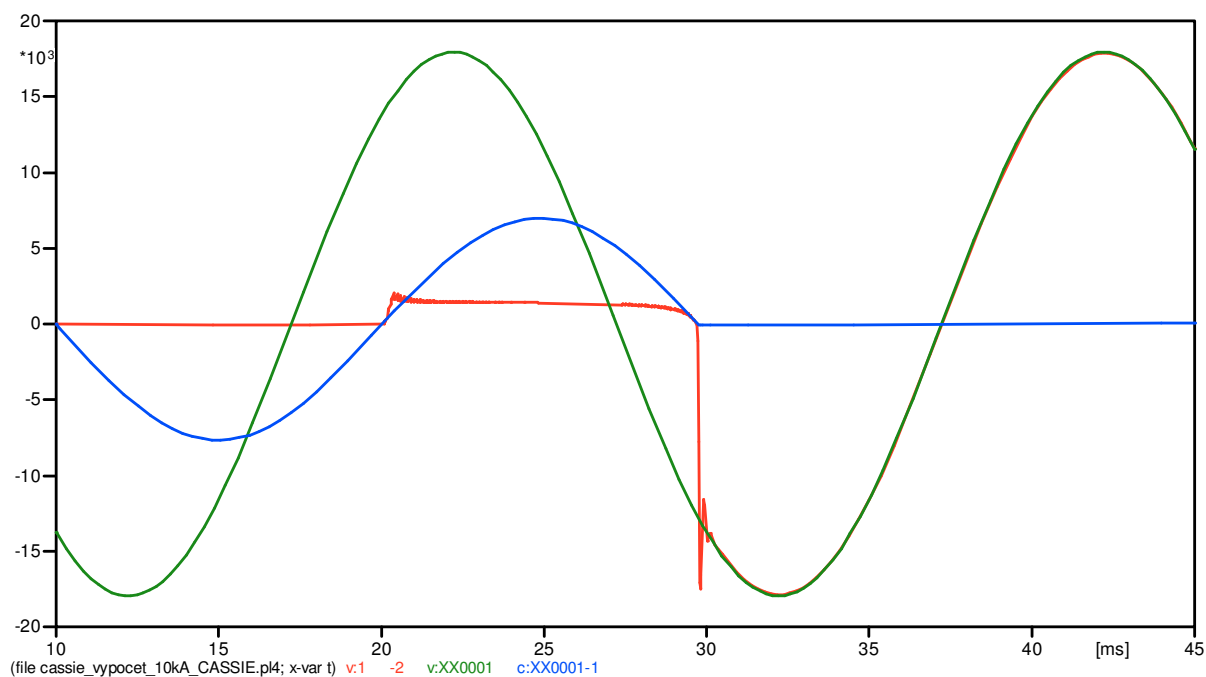
Časová konstanta byla zvolena jako u vypínačů v praktickém použití 100 μs . Při vyšší časové konstantě může dojít až k termickému selhání vypínače. Dalším důležitým parametrem, který se může měnit je obloukové napětí na jednotku délky výbojového sloupce E_0 . Změnu E_0 můžeme pozorovat na na grafu 9 , kde je E_0 zvoleno 1 kV a na grafu 10 je zvoleno 2 kV, když tyto grafy porovnáme, zjistíme že na grafu. 2 se zvýšila zapalovací špička. Další rozdíl mezi těmito grafy je rozdíl ve vypínaném proudu, v grafu 9. je vypínaný proud 10 kA a v grafu 10. 20 kA. V obvodu obr.47 je paralelně k vypínači připojen tzv. tlumicí odpor R2, který slouží k tlumení kmitajícího zotaveného napětí. Poměr odporů oblouku R_q/R_{01} je roven jedné.

$$u_{a1}^2 = i^2 R_1^2 = \frac{2 \cdot E_0^2 \cdot \sin^2(\omega t)}{1 - \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_c^2} \cdot (\cos(2\omega t) + \omega \tau_c \sin(2\omega t)) + \left[\left(\frac{R_q}{R_{01}} \right)^2 - 1 + \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_c^2} \right] \cdot e^{-\frac{2 \cdot t}{\tau_c}}} \quad (12.0)$$



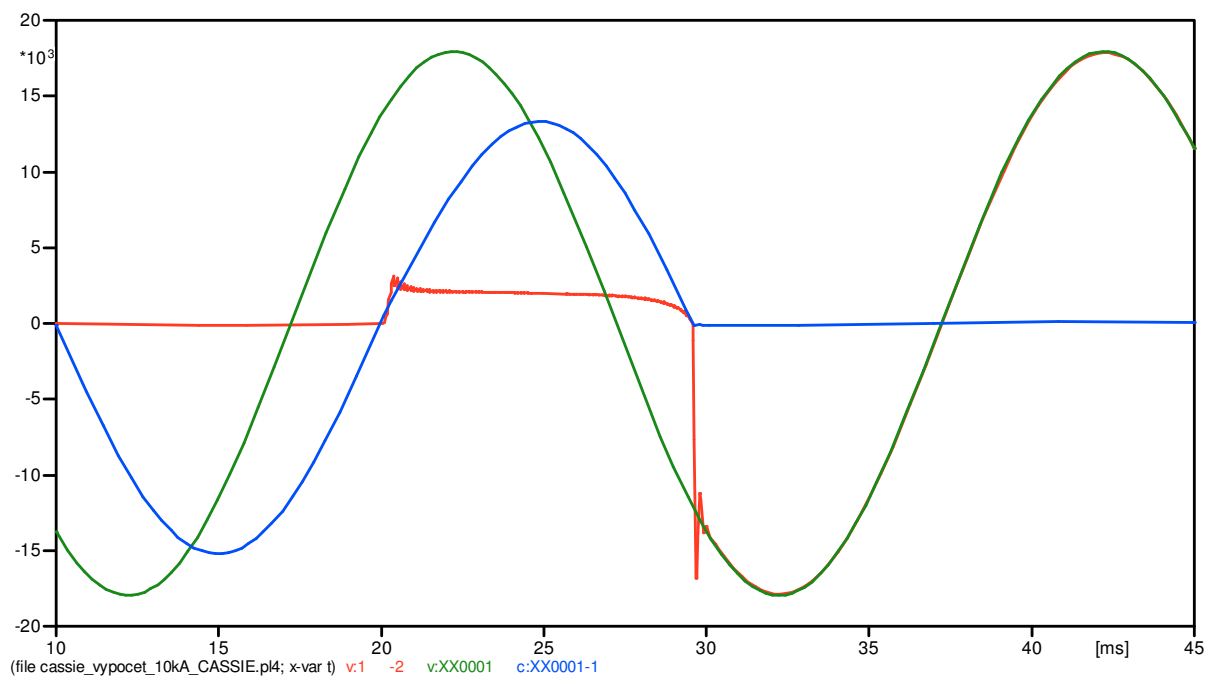
Obr.47 Model střídavého obvodu v ATP-Draw při vypínání s elektrickým obloukem Cassieho teorie [14]

Na grafu zobrazeném níže, jsou prvky v obvodu spočteny pro proud 10 kA. Podle osy v grafu je, ale proud kolem 8 kA. To je z důvodu odporu ve vedení, protože výpočet je proveden pro ryze induktivní obvod. Odpor vedení je zvolen $1,5\Omega$, a proud klesl o 2 kA.

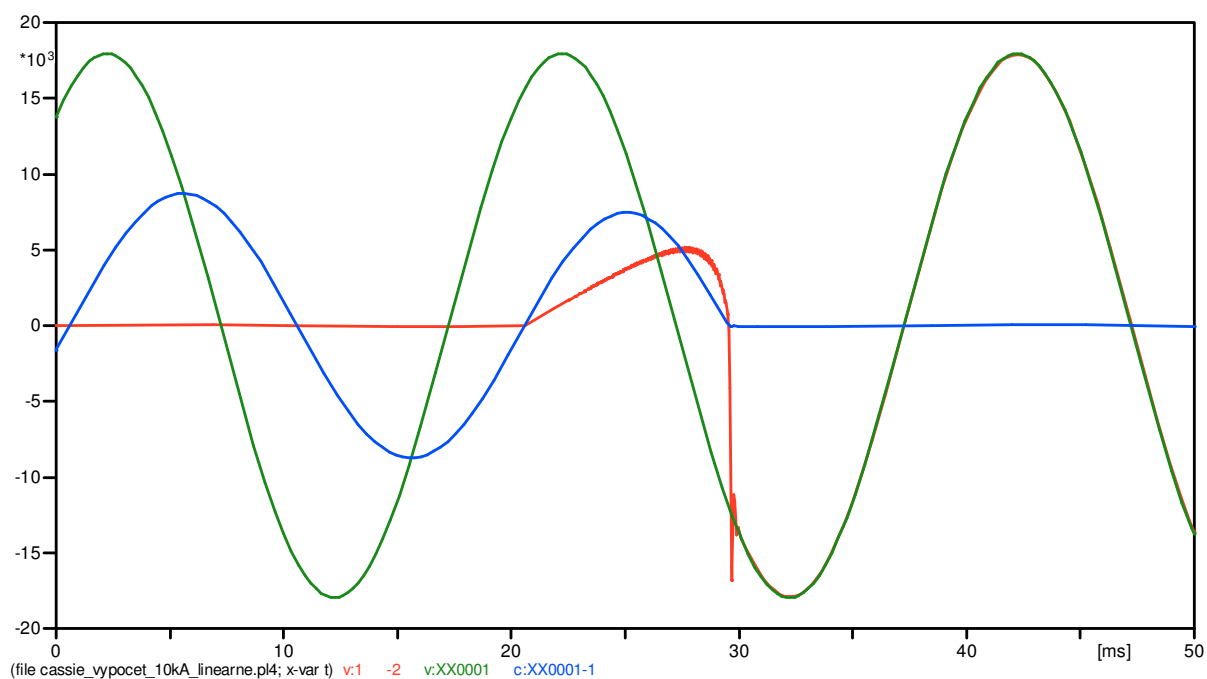


Graf 9. Vypínání s konstantní délkou oblouku 10 kA– Cassieho teorie

Pro graf 10. byl obvod spočítán pro 20 kA, ale můžeme opět vidět proud pohybující se kolem 15 kA. Zajímavostí je, že proud klesl o 5 kA, ale odpor vedení je pouze $0,5\Omega$. Při zvyšování vypínaného proudu se tvar oblouku nemění, zvýší se pouze amplituda proudu.



Graf 10. Vypínání s konstantní délkou oblouku 20 kA– Cassieho teorie



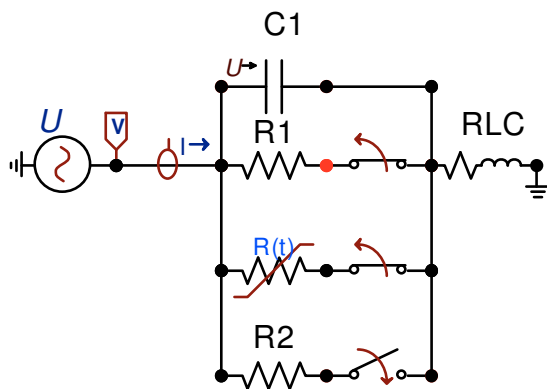
Graf 11. Vypínání s lineárně rostoucí délkou oblouku 10 kA – Cassieho teorie

Na grafu zobrazeném výše, je zvláštní případ elektrického oblouku při vypínání tzv. lineárně rostoucí. Tento případ uvažujeme tehdy pokud se délka oblouku mění s časem. Tvar tohoto oblouku má uplatnění při chlazení kapalinovými vypínači. Obloukové napětí nabývá hodnot kolem 5kV.

3.7 Vypínání střídavého elektrického obvodu s uvažováním oblouku – Mayrova teorie

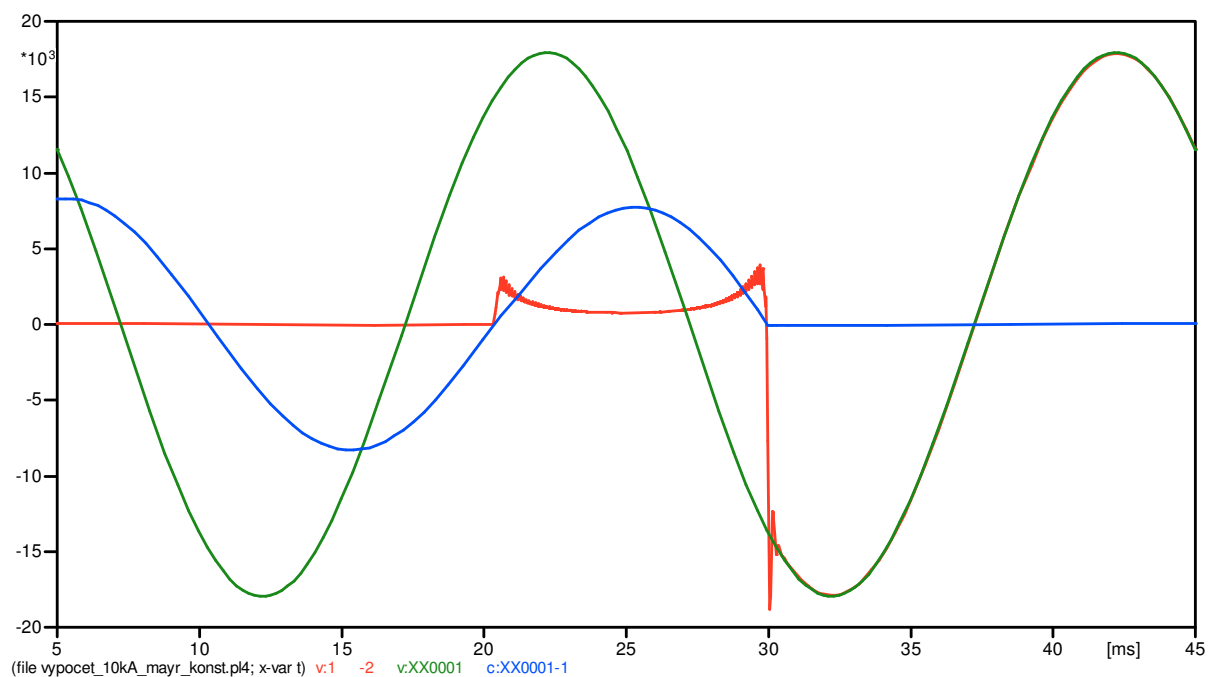
Výpočet prvků v obvodu pro vypínání je totožný jako v případě Cassieho teorie, až na nelineární odpor, který je spočítán dle vzorce Mayrovy teorie (12.1). U Mayrovy teorie elektrický oblouk respektuje zapalovací a zhášecí špičky.

$$u_{a1} = \frac{2 \cdot P_1 \cdot \sin(\omega t)}{I_m \left[1 - \frac{1}{1 + 4\omega^2 \tau_m^2} (\cos(2\omega t) + 2\omega \tau_m \sin(2\omega t)) + \left(\frac{R_q}{R_{01}} - 1 + \frac{1}{1 + 4\omega^2 \tau_m^2} \right) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_m}} \right]} \quad (12.1)$$

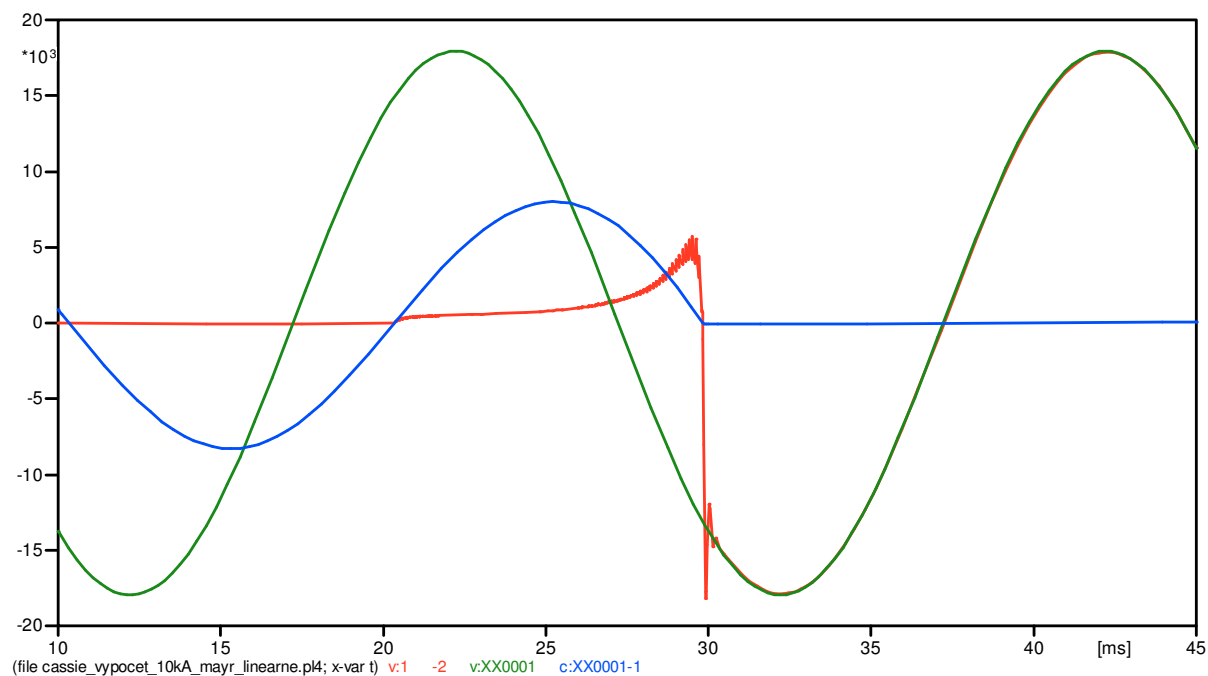


Obr.48 Model střídavého obvodu v ATP-Draw při vypínání s elektrickým obloukem Mayrova teorie[14]

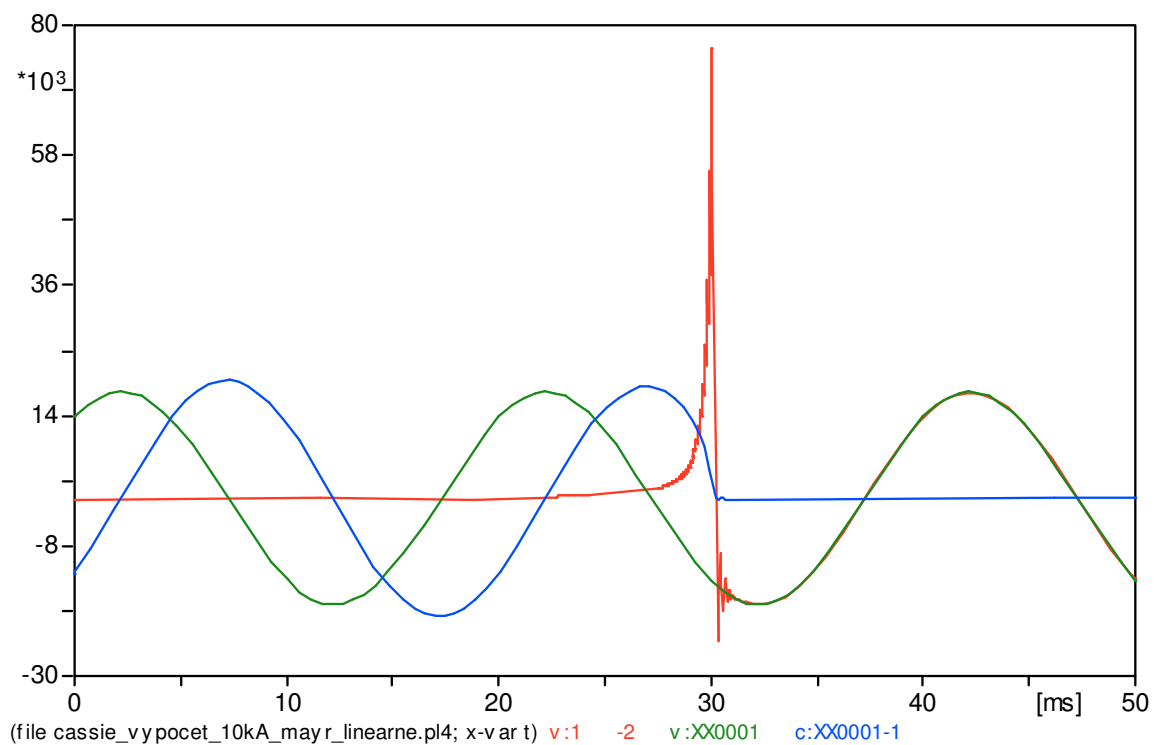
Na grafech níže je vykresleno vypínání obvodů s elektrickým obloukem podle Mayrovy teorie. V grafu 13. je zobrazen elektrický oblouk s lineárně rostoucí délkou. Rozdíl oproti Cassieho teorii je v nabíhání elektrického oblouku, kdy u Cassieho teorie hodnota obloukového napětí narůstá od počátku vypínání, ale u Mayrovy teorie je zpočátku obloukové napětí konstantní a nakonec se hlavně projeví zhášecí špička. Graf 14. zobrazuje průběh obloukového napětí pro ryze induktivní obvod tzn. $\cos\varphi=0$, kde nám obloukové napětí dosáhlo asi 80 kV, ale samozřejmě v reálných aplikacích aplikacích není nikdy $\cos\varphi=0$. Jak vidíme na grafu 15., elektrický oblouk má tvar Mayrovy teorie, protože byl do obvodu dosazen odpor vedení o hodnotě $R=0.6\Omega$.



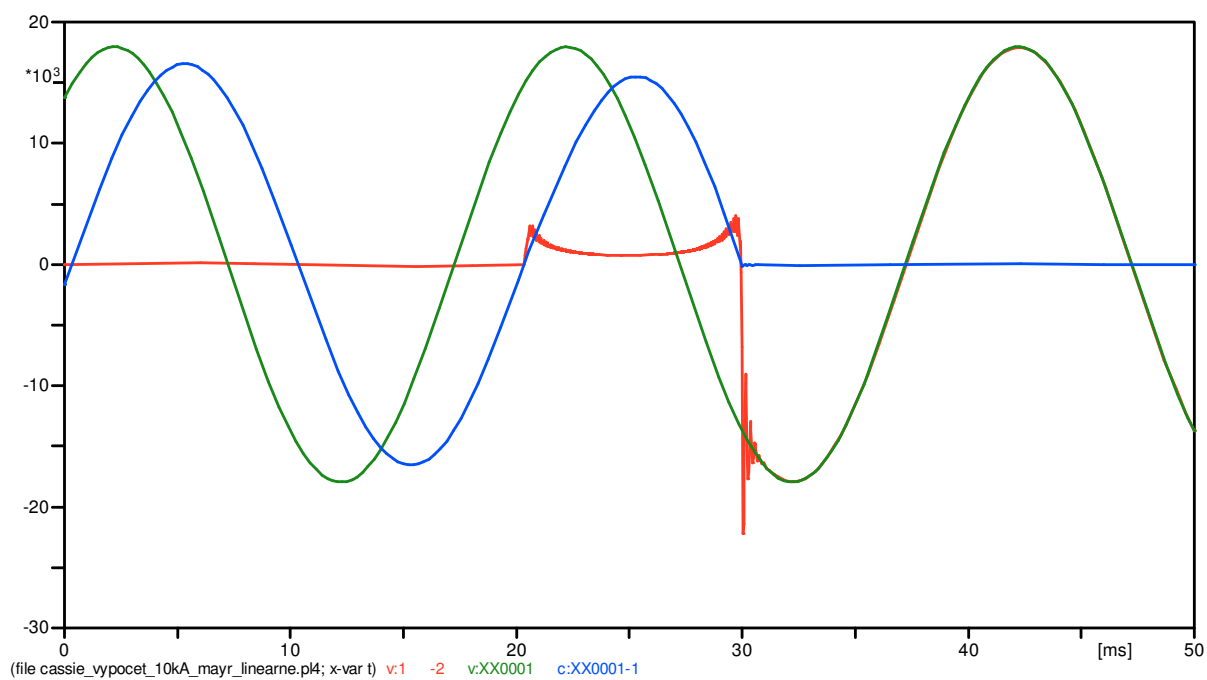
Graf 12. Vypínání s konstantní délkou oblouku 10 kA – Mayrova teorie



Graf 13. Vypínání s lineárně rostoucí délkou oblouku 10 kA – Mayrova teorie



Graf 14. Vypínání ryze induktivního obvodu 20 kA – Mayrova teorie



Graf 15. Vypínání s konstantní délkou oblouku 20 kA – Mayrova teorie

Závěr

S elektrickým obloukem se musí počítat u všech elektrických přístrojů v energetice, a to od hladiny NN až po hladinu ZVN. Úspěšné vypnutí obvodu nám zajišťuje správné dimenzování kontaktů u elektrických přístrojů, to znamená aby nedošlo k dielektrickému nebo termickému selhání vypínače. Termické selhání závisí na časové konstantě τ , v praktickém použití vypínačů se počítá s časovou konstantou 100 μ s. V našem případě simulace jsem taktéž navrhoval elektrické oblouky, a to konkrétně podle Cassieho a Mayrovy teorie, pro časovou konstantu 100 μ s.

K simulaci jsem použil program ATP-Draw, ve kterém jsem si sestavil elektrický obvod napájený zdrojem pro 22 kV, což je hodnota sdružená, do programu ATP-Draw vkládáme hodnotu maximální. Ostatní prvky v obvodu, tím mám na mysli kapacitu, indukčnost a tlumicí odpor, jsou spočítány pro daný vypínací proud, konkrétně pro 10 kA a 20 kA. Poslední prvek, který nám simuluje samotný oblouk, je nelineární odpor, který jsem nadefinoval podle Cassieho a Mayrovy teorie. Nejprve jsem spočítal obloukové napětí v programu Microsoft Excel, pak jsem Ohmovým zákonem pro daný proud spočítal odpor, který následně vložím do programu ATP-Draw. Podle Cassieho teorie vypínaný elektrický oblouk respektuje zapalovací špičku, naopak pro Mayrovu teorii je typický sedlovitý průběh elektrického oblouku, která respektuje zapalovací a zhašecí špičky. Zásadní rozdíl mezi zmiňovanými teoriemi je v chlazení elektrického oblouku při vypínání, kde podle Cassieho teorie je chlazení oblouku axiální a u Mayrovy teorie je chlazení oblouku radiální.

Zásadní zjištění u simulace přechodových dějů s uvažováním oblouku je, že při vyšším vypínacím proudu stačí malá změna odporu vedení, to znamená deformaci proudu a změnu tvaru elektrického oblouku. Elektrický oblouk byl spočítán pro ryze induktivní obvod, jak vyplývá z grafu 14. Při simulaci dokáže obloukové napětí vzrůst na velmi vysokou hodnotu. Pro graf 14 je $\cos\varphi = 0$, ale reálné obvody mají vždy odpor. Program ATP-Draw dobře interpretuje simulaci přechodových dějů, ale jako každý program má i nevýhody. Při vytváření obvodů musíme dbát na správnost jejich řazení a definici, protože při chybě v obvodu nám program neukáže cestu k opravení chyby. Další nevýhodou je v měřítku vykreslování grafu, to znamená, že se nám vykreslování vždy přizpůsobí k nejvyšší hodnotě v grafu, a to má poté za následek zkreslování výsledků v grafu. Poslední nevýhodou, kterou jsem zaznamenal při simulaci přechodových dějů, je počet vložení veličin pro vykreslení grafu. Maximální možný počet veličin pro vykreslení je osm. Například pokud bychom chtěli simulovat vypínání 3-fázového elektrického obvodu s uvažováním oblouku, které počítáme jako jednofázové, tak už bychom danou simulaci nevykreslili. Důvodem je, že pro vytvoření grafu pro vypínání jednofázového obvodu s uvažováním oblouku potřebujeme tři veličiny k vykreslení.

Tato diplomová práce slouží k teoretickému pochopení přechodových dějů v elektrickém obvodu. Pro praktické využití bychom museli mít k dispozici parametry konkrétního vypínače.

Seznam použité literatury

MONOGRAFIE

- [1] GROSS, B.: *Technika plazmatu*, skriptum VUT Brno, 1985. 117 s.
- [2] HAVELKA, O: *Elektrické přístroje I*, skriptum VUT Brno, SNTL Praha, 1974. 318 s.
- [3] GROSS,B; HAVELKA, O.: *Elektrické přístroje II*. Skriptum VUT-Brno, 1978. 273 s.
- [4] HRADÍLEK,Z.; KRÁL, V.;LÁZNIČKOVÁ,I.: *Elektrotepelná technika*. ČVUT Praha, 2011. 253 s.
- [5] HYTKA,Z.: *Elektrický oblouk střídavého proudu*. VŠB-TUO, 1999. 18 s.

ELEKTRONICKÉ ZDROJE

- [6] Definice plazmatu, základní charakteristiky plazmatu [online]. [cit. 2012-12-05]. Dostupný z WWW:
URL: <http://ufmi.ft.utb.cz/texty/plazmochemie/PCH_02.pdf> [cit. 2012-12-10].
- [7] Úvod do fyziky plazmatu [online]. [cit. 2012-12-05]. Dostupný z WWW:
URL: < <http://kfe.fjfi.cvut.cz/~limpouch/plazma/uvn2.pdf>>
- [8] Fyzika plazmatu - Úvod[online]. [cit. 2012-12-05]. Dostupný z WWW:
< <http://atrey.karlin.mff.cuni.cz/~marble/d/?p=0>>.
- [9] Vedení elektrického proudu v plynech[online]. [cit. 2012-12-05]. Dostupný z WWW:
< [http:// gymvod.cz/soubor/261](http://gymvod.cz/soubor/261)>.
- [10] 02-AV charakteristika vyboje.ppt [online]. [cit. 2012-12-05]. Dostupný z WWW:
< <http://uloz.to/xJ36f9w/02-av-charakteristika-vyboje-ppt>>.
- [11] Josef Khun, Vladimír Scholtz: Nízkoteplotní plazma IV – doutnavý výboj [online]. [cit. 2012- 12-05]. Dostupný z WWW: < http://www.aldebaran.cz/bulletin/2012_42_pla.php>.
- [12] Vznik elektrického oblouku, vliv prostředí ... - LMS Software [online]. [cit. 2012-12-05]. Dostupný z WWW:
< <http://www.mylms.cz/text-1-vznik-elektrickeho-oblouku-vliv-prostredi/>>.
- [13] Silnoprúdová elektrotechnika [online]. [cit. 2012-12-05]. Dostupný z WWW:
<http://fei1.vsb.cz/kat410/www453/soubory/texty/ucebni_texty/se/SEL1a.pdf>.
- [14] Osobní stránky Dr. Věslava Macha [online]. [cit. 2012-12-05]. Dostupný z WWW:
<<http://homen.vsb.cz/~mah30/>>.

Seznam obrázků

- Obr.1 Skupenství hmoty
- Obr.2 Směr pohybu částic ve zředěném a vysokotlakém plazmatu
- Obr.3 Rozdělení pozemského plazmatu podle teploty a hustoty
- Obr.4 Schéma posunutí vrstvy elektronů o tloušťce Δ proti iontům o vzdálenost Δ
- Obr.5 Velikosti Debeových dělek v jednotlivých druzích plazmatu
- Obr.6 Voltampérová charakteristika výboje
- Obr.7 Rozdělení elektrického výboje
- Obr.8 Jiskrový výboj
- Obr.9 Popis koronového výboje
- Obr.10 Vznik elektronové laviny
- Obr.11 Ukázka koronového výboje v prostředí
- Obr.12 Charakteristické oblasti doutnavého výboje
- Obr.13 Fotografie doutnavého výboje
- Obr.14 Elektrický oblouk
- Obr.15 Řez elektrickým obloukem
- Obr.16 Rozložení úbytků napětí na elektrickém oblouku
- Obr.17 Stejnosměrný obvod RL
- Obr.18 Proud na kontaktech při zapínání ss obvodu
- Obr.19 Stejnosměrný obvod
- Obr.20 Tlumeně kmitavý průběh
- Obr.21 Přechodová a ustálená složka zotaveného napětí
- Obr.22 Stejnosměrný obvod při vypínání
- Obr.23 Statická charakteristika
- Obr.24 Lineární závislost napětí na délce oblouku
- Obr.25 Nelineární závislost napětí na menších délkách oblouku
- Obr.26 Průběh napětí a proudu na kontaktech při vypínání ss proudu
- Obr.27 Střídavý obvod
- Obr.28 Průběh proudu na kontaktech při zapínání
- Obr.29 Průběh proudu na kontaktech při zapínání – nejhorší možný stav
- Obr.30 Průběh proudu na kontaktech při zapínání ryze ohmického obvodu
- Obr.31 Průběh proudu na kontaktech při zapínání ryze induktivního obvodu
- Obr.32 Střídavý obvod RLC
- Obr.33 Zotavené napětí na kontaktech
- Obr.34 Střídavý obvod RLC – při vypínání
- Obr.35 Vypínání střídavého obvodu RLC
- Obr.36 Střídavý obvod RLC s tlumícím odporem
- Obr.37 Závislost průrazného napětí na čase
- Obr.38 Správné vypnutí vypínače a), selhání vypínače b)
- Obr.39 Dynamická charakteristika oblouku při střídavém sinusovém proudu
- Obr.40 Kvadratické narůstání obloukového napětí
- Obr.41 Mocninové narůstání obloukového napětí
- Obr.42 Ukázka z programu ATP-Draw

- Obr.43 Model stejnosměrného obvodu při zapínání v ATP-Draw
Obr.44 Model střídavého obvodu při zapínání v ATP-Draw
Obr.45 Model stejnosměrného obvodu při vyínání z ATP-Draw
Obr.46 Model střídavého obvodu v ATP-Draw při vypínání
Obr.47 Model střídavého obvodu v ATP-Draw při vypínání s elektrickým obloukem Cassieho teorie
Obr.48 Model střídavého obvodu v ATP-Draw při vypínání s elektrickým obloukem Mayrova teorie

Seznam grafů

- Graf 1. Elektrický oblouk podle Cassieho teorie
Graf 2. Elektrický oblouk podle Mayrovy teorie
Graf 3. Zapínání stejnosměrného obvodu
Graf 4. Zapínání střídavého obvodu
Graf 5. Nejhorší možný stav zapínání střídavého obvodu
Graf 6. Vypínání stejnosměrného obvodu
Graf 7. Vypínání stejnosměrného obvodu – aperiodický děj
Graf 8. Vypínání střídavého obvodu
Graf 9. Vypínání s konstantní délkou oblouku 10 kA– Cassieho teorie
Graf 10. Vypínání s konstantní délkou oblouku 20 kA– Cassieho teorie
Graf 11. Vypínání s lineárně rostoucí délkou oblouku 10 kA – Cassieho teorie
Graf 12. Vypínání s konstantní délkou oblouku 10 kA – Mayrova teorie
Graf 13. Vypínání s lineárně rostoucí délkou oblouku 10 kA – Mayrova teorie
Graf 14. Vypínání ryze induktivního obvodu 20 kA – Mayrova teorie
Graf 15. Vypínání s konstantní délkou oblouku 20 kA – Mayrova teorie